Physikalische Zeitschrift

Begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von **Johannes Stark**

Herausgegeben von

Prof. Dr. Dr. h.c. **P. Debye**

unter Mitwirkung der

Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

ACHTUNDDREISSIGSTER JAHRGANG
1937

Mit 12 Tafeln

Verlag von S. Hirzel in Leipzig
1937

530.5
P2 S1
WITHDRAWN
from
OBERLIN COLLEGE
LIBRARY

Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig
Printed in Germany

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 1 — 1. Januar 1937. Redaktionsschluß für Nr. 3 am 15. Januar 1937. — 38. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

W. Steinhaus und E. Schoen, Selbsttätige Aufzeichnung von Magnetisierungskurven. S. 1.

R. Ritschl u. H. Schober, Isotopieverschiebung im Neonspektrum. S. 6.

L. Bergmann und H.-J. Goehlich, Über eine sehr einfache Methode zum Nachweis von Ultraschallwellen in Flüssigkeiten. S. 9.

Berichte:

S. Flügge u. A. Krebs, Kernphysik. S. 13.

Besprechungen:

F. R. Bichowsky und F. D. Rossini, Thermochemistry. S. 37.

V. Bjerknes, J. Bjerknes, H. Solberg und T. Bergeron, Physikalische Hydrodynamik mit Anwendung auf die dynamische Meteorologie. S. 37.

F. Fischer, Feldmessen mit schulmäßigen Mitteln. S. 37.

Grimsehls Lehrbuch der Physik. Bd. II_2: Materie und Äther. S. 37.

E. Günther, Wehrphysik. S. 38.

W. Hanle, Anregung der Spektren. Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik. Bd. 9, Abschnitt III. S. 38.

P. Jordan, Anschauliche Quantentheorie. S. 38.

Mitteilungen aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung zu Düsseldorf. Bd. XVII. S. 38.

F. Sedlacek, Auer von Welsbach. Blätter für Geschichte der Technik. S. 39.

N. Semenoff, Chemical Kinetics and Chain Reactions. S. 39.

W. F. G. Swann, Die Architektur des Universums. S. 39.

Nachrichten. S. 40.

Gesuche S. 40.

ABHANDLUNGEN.

Selbsttätige Aufzeichnung von Magnetisierungskurven.

Von W. Steinhaus und E. Schoen.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

1. Einleitung.

Bei Entwicklungsarbeiten an ferromagnetischen Werkstoffen kommt es häufig nicht auf die letzte Genauigkeit der magnetischen Messung, sondern darauf an, daß in kurzer Zeit eine große Menge von Proben auf einzelne magnetische Größen oder auch auf den allgemeinen Verlauf der Magnetisierungskurven untersucht werden können. Nur in wenigen Fällen besitzen wir dafür genügend einfache Methoden, wie z. B. bei der Bestimmung der Koerzitivkraft; gewöhnlich ist eine Aufnahme der Hystereseschleife oder mindestens eines Teils von ihr oder der Kommutierungskurve erforderlich.

Auch bei genauen Messungen der magnetischen Eigenschaften ist es oft erwünscht, vorher über den ungefähren Verlauf der Kurven unterrichtet zu sein.

Beobachtungen mit Fernrohr und Skala am Magnetometer oder am ballistischen Galvanometer sind natürlich für solche Zwecke viel zu zeitraubend; und selbst Geräte, wie der Köpselapparat, mit denen sich ja wesentlich schneller arbeiten läßt, zwingen immer noch zu einer tabellarischen Zusammenstellung der Meßwerte und einem punktweisen Auftragen der Kurven, ehe der Wert einzelner Eigenschaften erhalten werden kann.

Man hat daher schon häufig Geräte angegeben, deren erstes und bekanntestes der sog. Ewingsche Hystereseschreiber[1]) geworden ist und die alle ein selbsttätiges Aufzeichnen von Magnetisierungskurven vornehmen sollen. Aber diese Einrichtungen sind entweder sehr umständlich in der Handhabung oder sie geben Kurven, die durch verschiedene Umstände verzerrt erscheinen, so daß ihre unmittelbare Auswertung nicht möglich ist. Wir beschreiben im folgenden eine Einrichtung, die wir seit mehr als vier Jahren in Benutzung haben und die in Sekunden oder Minuten gestattet, unverzerrte Kurven zu erhalten; sie ist zudem in der Empfindlichkeit so weitgehend regulierbar, daß man damit sowohl hochpermeable Stoffe im Gebiet der Anfangspermeabilität als auch Nickel-Aluminium-Stähle im Sättigungsgebiet untersuchen kann.

2. Beschreibung der Einrichtung.

Von dem naheliegenden Gedanken, zur Aufzeichnung in der Induktionsachse ein Kriechgalvanometer zu verwenden, d. h. ein überaperiodisch gedämpftes Galvanometer, das die

1) J. A. Ewing, Magnetische Induktion, Berlin und München 1892, S. 328ff.

bei der Induktionsänderung in der Probespule auftretenden Impulse integriert, hat man schon mehrfach Gebrauch gemacht, wie z. B. Harworth[1]) und v. Auwers[2]). Dabei wurde die Aufzeichnung in der Achse der Feldstärke durch mechanische Kupplung mit dem Regelwiderstand bewerkstelligt. Selbst wenn man von den besonderen Verzerrungen absieht, die gegebenenfalls infolge mangelnder Proportionalität zwischen Stromstärken und Abszissenwerten auftreten, lassen sich nur Aufnahmen an Ringproben unmittelbar aus werten, weil nur sie keiner Scherung bedürfen.

Aus diesem Grunde haben wir den Versuch gemacht, zur Aufzeichnung der Feldstärke ebenfalls ein Kriechgalvanometer zu verwenden, das mit einem magnetischen Spannungsmesser oder einer Feldmeßspule in Verbindung steht, so daß also bei richtiger Anordnung derartiger Spulen eine gescherte Magnetisierungskurve entsteht. Es ist zweckmäßig, für die beiden Koordinaten gleiche Galvanometer zu verwenden und auch durch gleichen Außenwiderstand dafür zu sorgen, daß ihre Dämpfung die gleiche ist. So wird es möglich, eine fertige und längst bekannte Einrichtung, das Doppelspiegelgalvanometer mit photographischer Kurvenaufzeichnung zu verwenden, das in der Metallkunde zur Bestimmung von Haltepunkten u. dgl. viel benutzt wird und unter dem Namen „Saladin-Apparat" bekannt ist. Auf unsere Bitte, uns einen solchen „Saladin-Apparat" mit geeigneten Kriechgalvanometern auszustatten, erhielten wir von der Firma Siemens & Halske ein solches Gerät mit zwei sog. 1000-Ohm-Instrumenten, bei denen natürlich nur das System (also ohne eingebauten Vorschaltwiderstand) angeschlossen ist. Diese Anordnung hat sich in der Folge ausgezeichnet bewährt. Die neuerdings entwickelten Supergalvanometer würden sich wahrscheinlich noch besser eignen.

Nun ist streng genommen bei keinem Kriechgalvanometer der Einfluß der Direktionskraft der Aufhängung und des Trägheitsmomentes der Spule zu vernachlässigen. Bei der üblichen Benutzung als einfaches Ausschlaginstrument eliminieren sich die Fehler praktisch; bei der Aufzeichnung von sich periodisch wiederholenden Vorgängen, wo auch jeder Momentanwert richtig angezeigt werden soll, machen sie sich indessen leicht bemerkbar. Die Direktionskraft verlangt eine möglichst große, die Trägheit eine kleine Aufzeichnungsgeschwindigkeit; es gilt also, hier den richtigen Ausgleich zu finden. Erschwerend tritt hinzu, daß aus Gründen der Empfindlichkeit bei der Aufzeichnung der Feldstärke der Schließungswiderstand des Galvanometers nicht besonders klein und die Dämpfung damit nicht entsprechend groß gewählt werden kann. Eingehende Versuche haben nun ergeben, daß bei unseren Galvanometern ein Schließungswiderstand von 10 Ohm und eine Aufzeichnungsgeschwindigkeit von etwa 6 s für einen Zyklus praktisch in jeder Hinsicht befriedigten.

In ähnlicher Weise, wie bei ballistischen Galvanometern üblich, kann entweder der äußere Widerstand einfach aus der Meßspule und einem Vorwiderstand bestehen oder es können außerdem noch Nebenschlüsse zur Regelung der Empfindlichkeit Verwendung finden. Immer aber müssen beide Galvanometer über einen äußeren Widerstand von 10 Ohm geschlossen sein.

Die zyklische Regelung des Magnetisierungsstromes, der in 6 s zweimal bis zu einem Maximum ansteigen und wieder auf Null abnehmen und zweimal seine Richtung wechseln muß, erreicht man sehr einfach mit Hilfe eines rotierenden Spannungsteilers, der in folgender Weise gebaut ist.

Ein Ring aus Schiefer von rechteckigem Querschnitt, dessen vier Flächen ausgekehlt sind, trägt eine gleichmäßig dichte, in sich zurücklaufende Wicklung aus oberflächlich oxydiertem Widerstandsdraht. An zwei festen, sich diametral gegenüberliegenden Stellen der Wicklung ist eine Gleichspannung angelegt. Dann besteht auf den beiden einander parallel geschalteten Hälften des Ringes ein gleichmäßiges Spannungsgefälle, das von zwei an einem (um den Mittelpunkt des Ringes rotierenden) Isolierstück befestigten Federn zyklisch abgetastet wird. Zwischen den Federn bzw. ihren Schleifringen liegt dann, wie leicht einzusehen ist, eine Wechselspannung von $^1/_6\,Hz$ und dreieckiger Kurvenform, die den zyklischen Magnetisierungsstrom liefert. Die ganze Einrichtung befindet sich in einem Bad aus Paraffinöl, dessen Temperatur durch Kühlschlangen und eine Rührvorrichtung niedrig gehalten wird.

Für die verschiedenen Zwecke haben wir mehrere derartige Einrichtungen mit verschiedenem Gesamtwiderstand und verschiedener Belastbarkeit in Benutzung. Bei sehr kleinen Spannungen bzw. Magnetisierungsströmen (z. B. für Messungen im Gebiet der Anfangspermeabilität hochpermeabler Werkstoffe) kann man auch einen noch einfacheren Spannungsteiler benutzen. Das Ringgebiet zwischen zwei verschieden großen, konzentrisch ineinander gestellten Kristallisationsschalen ist mit ziemlich konzentrierter Sodalösung gefüllt, in der (diametral zueinander angeordnet) zwei senkrecht eintauchende Kohlestäbe zirkulieren.

1) Bell lab. record **9**, 167—170, 1930.
2) Zeitschr. f. techn. Phys. **14**, 316, 1933.

3. Aufnahme und Auswertung von Induktions- und Magnetisierungskurven.

a) Jochmessungen.

Die von uns benutzte Jocheinrichtung ist von symmetrischer Bauart (Abb. 1). Die beiden U-förmigen Jochbacken tragen die magnetisierende Wicklung, die über einen aperiodisch gedämpften Stromzeiger mit kurzer Einstellzeit (Nullpunkt in der Mitte) mit den Schleifringen des Spannungsteilers in Verbindung stehen. Eine solche Anordnung hat den Vorzug, daß die Feldstärke innerhalb und in der Nähe der Probe (Stab, Band oder Draht) in weiten Grenzen homogen ist. Die Probe trägt ein aus drei konzentrischen Einzelspulen bestehendes System, dessen innerste Spule über die Widerstandskombination an das $\mathfrak{B}$-Galvanometer angeschlossen ist. Die beiden äußeren Spulen sind von gleicher Windungszahl und gegeneinander geschaltet, so daß das daran angeschlossene $\mathfrak{H}$-Galvanometer die Feldstärke in dem zwischen den Spulen liegenden Ringgebiet mißt. Bei einigen dieser Spulensysteme haben wir das Ringgebiet mit einem Material höherer, aber möglichst konstanter Permeabilität (z. B. Ferrokart) ausgefüllt, um in der $\mathfrak{H}$-Komponente eine höhere Empfindlichkeit zu erhalten.

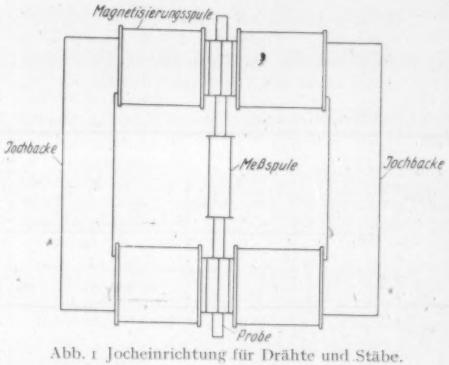

Abb. 1 Jocheinrichtung für Drähte und Stäbe.

Will man außer der Hystereseschleife auch die Kommutierungskurve aufnehmen, so beginnt man die Zyklen mit einem sehr kleinen Strom, den man dann durch langsames, kontinuierliches Ausschalten der vor dem Spannungsteiler liegenden Gleitwiderstände bis zu dem gewünschten Höchstwert verstärkt. Auf diese Weise erhält man Kurvenscharen der in Abb. 2 wiedergegebenen Art. Man erkennt deutlich, wie sich die Kommutierungskurve aus der Schar heraushebt.

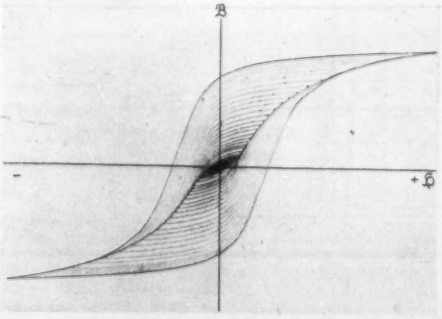

Abb. 2. Dynamostahl im Joch.

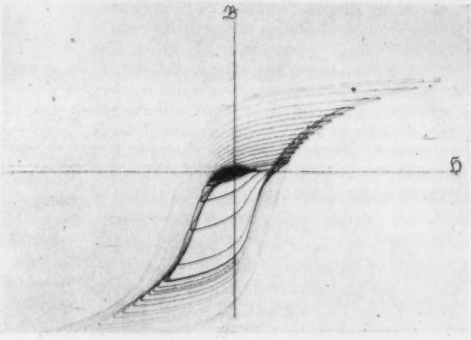

Abb. 3. Joch und Probe nicht entmagnetisiert.

Es bedarf kaum der Erwähnung, daß vor Beginn der Aufnahme sowohl Joch wie Probe sorgfältig zu entmagnetisieren sind; andernfalls erhält man unsymmetrische Kurven, wie sie etwa Abb. 3 zeigt. Ähnliche Erscheinungen werden bei hochpermeablen Stoffen unter Umständen durch das Erdfeld verursacht; dessen Einwirkung muß also kompensiert werden, beispielsweise indem man eine Drahtprobe senkrecht zum Erdfeld anordnet.

Durch Kurzschließen des $\mathfrak{B}$-Galvanometers erhält man die $\mathfrak{H}$-Achse bzw. wegen kleiner, praktisch unvermeidbarer Thermokräfte, eine

Parallele zu ihr. Bei der Auswertung wird zunächst das richtige Achsenkreuz in das Photogramm eingezeichnet. — Die Eichung des Doppelgalvanometers in beiden Koordinaten geschieht in bekannter Weise mit Hilfe von Spulen mit geeichter Windungsfläche in einem bekannten Felde, das durch den oben erwähnten Spannungsteiler zyklisch geändert wird. Die niedrigste Maximalfeldstärke, bei der die Mattscheibe noch bis zum Rande ausgezeichnet wird, beträgt bei dieser Anordnung mit dem größten Ferrokartsystem etwa 5 Gauß.

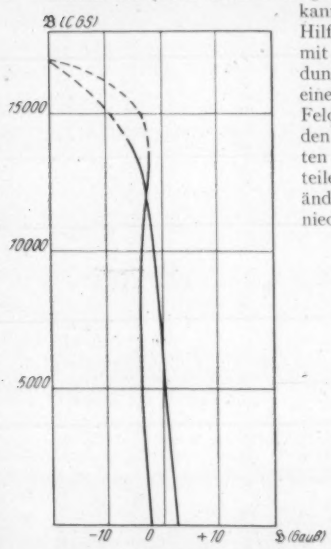

Abb. 4. Scherung für Jochkurven.

Bei hoher Empfindlichkeit des Feldstärkengalvanometers und Stoffen mit verhältnismäßig schmaler Schleife kann ausnahmsweise eine Scherung notwendig werden, wenn an die Genauigkeit besondere Anforderungen gestellt werden. Scherungskurven für bestimmte Werkstoffgruppen lassen sich leicht ein für allemal durch vergleichende Messung nach einer gewöhnlichen Jochmethode aufstellen (siehe Abb. 4). Im allgemeinen kommt man ohne sie aus.

b) Ringmessungen.

Da bei Ringmessungen die Feldstärke dem magnetisierenden Strom immer proportional ist, kann das $\mathfrak{H}$-Galvanometer über eine stufenweise veränderliche Gegeninduktion vom Magnetisierungsstrom gesteuert werden. Durch einen regelbaren Nebenwiderstand, der entweder zum Ring oder zur Gegeninduktion parallel gelegt wird, lassen sich die Meßgrenzen weitgehend verändern.

Die Auswertung auf der Feldachse geschieht einfach durch Beobachtung der maximalen Stromstärke in der Ringwicklung, die auf der $\mathfrak{B}$-Achse ebenso wie oben bei der Jochmethode.

Abb. 5 zeigt die Untersuchung eines Ringes aus Dynamoblech, Abb. 6 die eines solchen aus Permalloyband. Die eingezeichneten Kreise bezeichnen Beobachtungspunkte, die an den gleichen Proben mit einem ballistischen Galvanometer erhalten wurden. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung völlig ausreichend.

c) Jochmessungen bei sehr kleinen Feldstärken.

Die gleiche Methode läßt sich bei Jochmessungen im Gebiet sehr kleiner Feldstärken anwenden. Sie ist zulässig, solange die Feldstärke dem Jochstrom genau proportional ist, bei unserer bisherigen Anordnung bis zu etwa $\mathfrak{H} = 1$ Gauß. Abb. 7 zeigt die so gewonnenen Schleifen eines Elektrolyteisendrahtes bei verschiedenen Zugbelastungen; Abb. 8 stellt den Kurvenverlauf eines Nickeleisendrahtes bei sehr kleinen Feldstärken dar (die geringen Abrundungen bei den mittleren Schleifen sind auf Nachwirkung zurückzuführen, die kleine Unsymmetrie in der Lage der Schleifen rührt von unvollständiger Kompensation des Erdfeldes her).

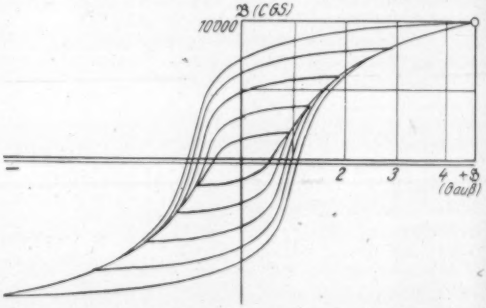

Abb. 5. Ring aus Dynamoblech.

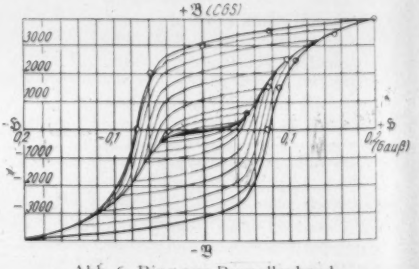

Abb. 6. Ring aus Permalloyband.

Die Auswertung auf der $\mathfrak{H}$-Achse ist in diesen Fällen etwas schwieriger; sie geschieht am besten durch Beobachtung der maximalen Feldstärke in unmittelbarer Nähe der Probe mit Spule und ballistischem Galvanometer. Steht ein Magnetometer zur Verfügung, so kann der Anschluß auch leicht über den Wert der Koerzitivkraft bei gleich großer Maximalinduktion erfolgen.

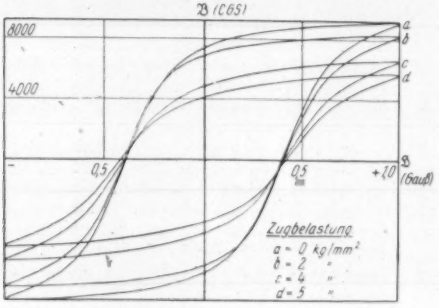

Abb. 7. Elektrolyteisendraht im Joch bei verschiedener Zugbelastung.

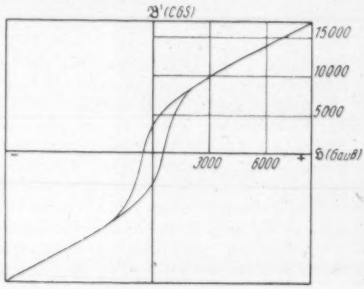

Abb. 9. B-Kurve eines Nickelaluminiumstahls.

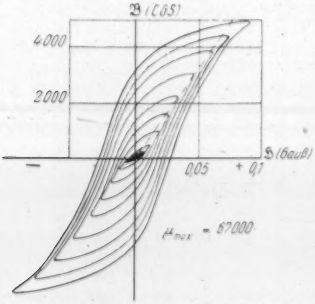

Abb. 8. Permalloydraht im Joch bei sehr kleinen Feldstärken.

Die Eichung ergibt sich einfach aus den bekannten Windungsflächen und der Galvanometer-Empfindlichkeit.

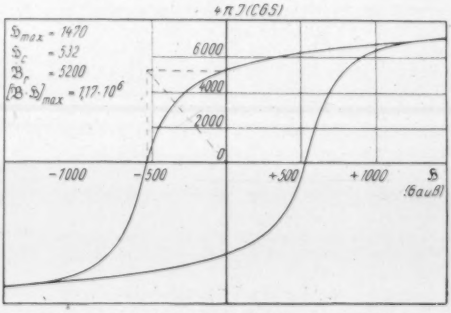

Abb. 10. I-Kurve eines Nickelaluminiumstahls.

d) Messungen am Dauermagnetstahl.

Dauermagnetstahl läßt sich zwischen den Polen eines Elektromagneten untersuchen, wenn der Strom des Magneten dem rotierenden Spannungsteiler entnommen wird. Die Probe trägt drei konzentrische Wicklungen, deren innerste am $\mathfrak{B}$-Galvanometer liegt, während die zweite und dritte Spule, die gleiche Windungszahlen haben, in Gegenschaltung mit dem $\mathfrak{H}$-Galvanometer verbunden sind. Man erhält damit $\mathfrak{B}$-Kurven nach Art der Abb. 9.

In ähnlicher Weise kann man auch zu den wesentlich zweckmäßigeren $\mathfrak{J}$-Kurven kommen. Ein weiteres Doppelspulensystem, dessen Windungsfläche gleich der der $\mathfrak{B}$-Spule ist, wird mit dieser in Gegenschaltung gebracht, so daß in diesem Kreise nur $\mathfrak{J}$-Impulse übrig bleiben. Abb. 10 zeigt eine solche Aufnahme an Nickel-Aluminium-Stahl.

Zusammenfassung.

Es wird eine Einrichtung beschrieben, mit deren Hilfe in einfacher Weise unverzerrte Magnetisierungskurven aller Arten von ferromagnetischen Werkstoffen, von hochpermeablen bis zu den härtesten Dauermagnetstählen, selbsttätig photographisch aufgezeichnet werden können, und die Auswertung dieser Photogramme gezeigt.

Berlin-Charlottenburg, November 1936

(Eingegangen 9. November 1936.)

Isotopieverschiebung im Neonspektrum.

Von R. Ritschl und H. Schober.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Durch die Verwendung eines besonders leistungsfähigen Kanalstrahlrohres konnte einer von uns zeigen, daß es möglich ist, den Starkeffekt von Heliumlinien mit extrem hohem Auflösungsvermögen zu untersuchen[1]). Es konnte das Verhalten der gelben Heliumlinie im elektrischen Feld mit einem Fabry-Perot-Interferometer untersucht werden, das die feldfreie Struktur dieser Linie auflöste und das Verhalten der beiden Komponenten im Felde zu verfolgen gestattete. Es lag daher nahe, mit einer derartigen Anordnung den Starkeffekt von Neonlinien mit hohem Auflösungsvermögen zu untersuchen, der ebenfalls bisher nur mit Spektrographen kleinerer oder mittlerer Dispersion erforscht ist. Auch die Neonlinien zeigen schon ohne äußeres Feld eine Struktur. Diese ist aber nur $^1/_{10}$ bis $^1/_{20}$ der Aufspaltung der gelben Heliumlinie. Und während die Struktur der Heliumlinien eine echte Linienstruktur ist und dem Triplettcharakter des Heliumspektrums entstammt, ist durch die Untersuchungen von Hansen[2]) und die spektrale Erforschung des rein dargestellten Isotopenneons durch Hertz[3]) bewiesen, daß die Verdopplung der Neonlinien der Zusammensetzung dieses Gases aus den beiden Isotopen mit dem Atomgewicht 20 und 22, die im natürlichen Neon in einem Mischungsverhältnis von 1:10 stehen, zuzuschreiben ist. Es konnte also die Frage gestellt werden, ob der Starkeffekt für die beiden Linienkomponenten einer Neonlinie völlig gleich ist oder nicht, wie es in der gleichen Weise bei Wasserstoff und seinem Isotop mit der Masse 2 von Foster und Snell[4]) untersucht worden ist. Bei der Inangriffnahme dieses Problems zeigte sich, daß die feldfreie Struktur der Neonlinien nur für eine ganz beschränkte Anzahl von starken, im sichtbaren Gebiet liegenden Neonlinien bekannt und ausgemessen ist[5]). Es lag aber keinerlei Angabe darüber vor, ob die an den sichtbaren Neonlinien beobachteten Isotopieverschiebungen allein dem unteren der beiden Terme zuzuschreiben ist, oder ob auch der Ausgangszustand der Linienemission schon eine Verdopplung zeigt. Diese Frage sowie die nach der Isotopieverschiebung aller übrigen Neonterme ist für eine genaue Analyse des Starkeffektes der Neonlinien Voraussetzung, da bei großer Auflösung sich die Isotopenstruktur immer bemerkbar macht. Es wurde deshalb von uns zunächst eine Untersuchung möglichst aller zugänglichen Neonlinien auf Isotopieverschiebung mit dem Ziel einer Bestimmung der Termverschiebungen unternommen.

Die Arbeit, über deren erste Anfänge bereits kurz berichtet wurde[1]), wurde wesentlich erleichtert durch die freundliche Überlassung von etwas Neongas, in dem das schwerere Isotop bis zu etwa 1:2 angereichert ist, von seiten Dr. Barwichs vom Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Charlottenburg, für die wir ihm sehr zu Dank verpflichtet sind. Das angereicherte Neon entstammt der Hertzschen Trennapparatur. Bei einem Intensitätsverhältnis von 1:2 ist naturgemäß die Bestimmung der Isotopieverschiebung auch bei schwachen Linien sehr viel leichter als bei dem natürlichen Verhältnis 1:10, namentlich bei sehr geringen Linienaufspaltungen.

Das Neongas mit angereichertem Isotop füllten wir in Geißlersche Röhren aus gewöhnlichem und aus Uviolglas, die zur Verschärfung der Linien in flüssige Luft getaucht wurden. Das Leuchten eines bis auf 1 mm Weite verengten Rohrstückes wurde durch einen Sichtstreifen im Dewargefäß auf den Spektrographenspalt abgebildet. Es wurde teils quer zur Kapillarenachse, teils in Längsrichtung beobachtet. Das Rohr zur Längsbeobachtung hatte die in Abb. 1 dargestellte Form. Das Fenster war zur Verringerung der Selbstumkehr bis auf 1 mm an das Kapillarenende herangezogen. Bei dieser Beobachtung trat außer bei den $1s$–$2p$-Linien keine Selbstumkehr auf.

Das Licht wurde für die mit Glasoptik erreichbaren Linien auf dem Spalt des Zeißschen Dreiprismenspektrographen fokusiert und durchsetzte im parallelen Strahlengang das Fabry-Perot-Interferometer. Die Quarzplatten von Halle Nf. wurden durch Verdampfen im Hochvakuum in passender Dicke versilbert. Die ultravioletten Linien wurden mit dem Hilgerschen Quarz-Littrow-Spektrographen $E1$ vorzerlegt. In diesem Falle befand sich das Interferometer vor dem Spektrographen, die Interferenzringe wurden in üblicher Weise mittels eines Quarz-Flußspat-Achromaten von 45 cm Brennweite auf den Spalt abgebildet. Zur Parallelrichtung des

1) R. Ritschl, Physik. Zeitschr. **35**, 313, 1934.
2) G. Hansen, Naturw. **15**, 163, 1927; Nature **119**, 237, 1927.
3) G. Hertz, Naturwiss. **20**, 493, 1932; Zeitschr. f. Phys. **79**, 108, 1932.
4) J. S. Foster und A. H. Snell, Nature **133**, 568, 1934.
5) Glaser und Notter, Verh. d. Phys.-med. Ges. Würzburg **15**, 14, 1928; Thomas, Phil. Mag. **10**, 128, 1930; H. Nagaoka und T. Mishima, Sci. Pap. I. P. C. R. **13**, 293, 1930; **25**, 223, 1934.

1) R. Ritschl und H. Schober, Physikal. Zeitschr. **37**, 279, 1936.

Lichtes, das die Interferometerplatten durchsetzt, diente ein Quarz-Flußspat-Achromat von 30 cm Brennweite. Die Etalonplatten bedampften wir für dieses Gebiet mit reinstem Aluminium

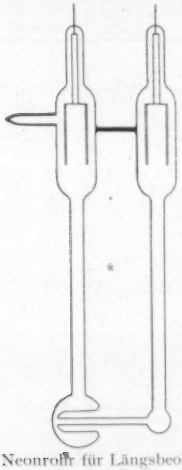

Abb. 1. Neonrohr für Längsbeobachtung in flüssiger Luft.

im Hochvakuum. Das Verfahren wurde von Herrn Lesche ausprobiert und ausgeführt, es ist ähnlich dem für Silber entwickelten[1]) und geschah mit der gleichen Apparatur. Abb. 2

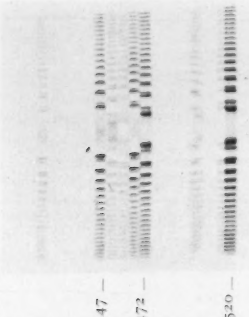

Abb. 2. Ultraviolette Neonlinien bei 15 mm Plattenabstand.

zeigt die bei einem Plattenabstand von 15 mm erzielte Schärfe der Neoninterferenzen mit Aluminiumspiegeln. Teilweise wurden auch Aufnahmen mit Etalonplatten gemacht, die Herr Dr. Hochheim in Heidelberg uns liebenswürdigerweise mit seiner Legierung verspiegelt hatte. Für die Überlassung dieser Platten sei dem I. Physikalischen Institut der Universität Wien an dieser Stelle gedankt.

Die ultraroten Linien wurden auf Agfa-Infrarotplatten „950" photographiert, die nach den Vorschriften der Agfa übersensibilisiert waren. Für die weiteren Spektralgebiete verwendeten wir Perutz-Peromnia, -Persenso und -Superrapidplatten. Bei Längsbeobachtung konnten auch die schwächeren Linien in maximal 4 Stunden erhalten werden.

Wir benutzten je nach der Linienaufspaltung Etalondicken von 15, 20, 35 und 50 mm. Meist konnte der Ringmittelpunkt mit photographiert werden, andernfalls wurde er berechnet, in beiden Fällen wurden die Wellenzahldifferenzen durch quadratische Interpolation ermittelt[1]).

Zahlentafel I.

Wellenlänge	Serienbezeichnung	Isotopieverschiebung	Wellenlänge	Serienbezeichnung	Isotopieverschiebung
9665	$2p_{10} - 2s_5$	17	5689	$2p_{10} - 3s_5$	32
9486	$2p_{10} - 2s_4$	12	5662	$2p_{10} - 3s_4$	28
9326	$2p_3 - 3d_3$	10	5448	$2p_{10} - 3s_3$	31
9201	$2p_5 - 3d_5$	12	5433	$2p_{10} - 3s_2$	27
8865	$2p_6 - 3d_4$	19	5400	$1s_4 - 2p_1$	61 N
8495	$2p_8 - 3d_4$	21	5343	$2p_{10} - 4d_6$	31
7544	$2p_{10} - 3d_6$	23	5341	$2p_{10} - 4d_5$	38
7535	$2p_{10} - 3d_5$	19	5330	$2p_{10} - 4d_3$	41
7488	$2p_{10} - 3d_3$	20	5326	$2p_{10} - 4d_2$	33
7438	$1s_3 - 2p_{10}$	48	5304	$2p_7 - 4s_4$	36
7245	$1s_4 - 2p_{10}$	51	5280	$2p_5 - 4s_3$	40
7173	$1s_2 - 2p_8$	68	5274	$2p_3 - 4s_2$	36
7032	$1s_5 - 2p_{10}$	52 N	5188	$2p_9 - 4s_5$	37
6929	$1s_2 - 2p_6$	72 N	4788	$2p_9 - 5s_5$	41
6717	$1s_2 - 2p_5$	70 N	4460	$2p_9 - 7s_5$	45
6678	$1s_2 - 2p_4$	71 N	4381	$2p_9 - 8s_5$	47
6598	$1s_2 - 2p_2$	71 N	3701	$1s_2 - 3p_8$	102
6532	$1s_3 - 2p_7$	56 N	3685	$1s_2 - 3p_7$	94
6506	$1s_4 - 2p_8$	57 N	3682	$1s_2 - 3p_6$	96
6402	$1s_5 - 2p_9$	57 N	3633	$1s_2 - 3p_3$	104
6382	$1s_4 - 2p_7$	57 N	3609	$1s_3 - 3p_{10}$	80
6334	$1s_5 - 2p_8$	54 N	3600	$1s_2 - 3p_5$	103
6304	$1s_4 - 2p_6$	55 N	3520	$1s_2 - 3p_1$	106
6266	$1s_3 - 2p_5$	54 N	3515	$1s_4 - 3p_8$	84
6217	$1s_5 - 2p_7$	56 N	3510	$1s_5 - 3p_{10}$	84
6182	$2p_9 - 3s_5$	34	3501	$1s_4 - 3p_7$	83
6163	$1s_3 - 2p_2$	55 N	3498	$1s_4 - 3p_6$	80
6143	$1s_5 - 2p_6$	55 N	3472	$1s_5 - 3p_9$	84
6096	$1s_4 - 2p_4$	56 N	3466	$1s_3 - 3p_5$	81
6074	$1s_4 - 2p_3$	56 N	3464	$1s_5 - 3p_8$	84
6030	$1s_4 - 2p_2$	57 N	3460	$1s_3 - 3p_2$	85
5975	$1s_5 - 2p_5$	55 N	3454	$1s_4 - 3p_3$	83
5944	$1s_5 - 2p_4$	56 N	3450	$1s_5 - 3p_7$	85
5881	$1s_5 - 2p_2$	57 N	3447	$1s_5 - 3p_6$	81
5852	$1s_2 - 2p_1$	75 N	3369,9	$1s_5 - 3p_2$	83
5820	$2p_8 - 4d_4$	31	3369,8	$1s_5 - 3p_4$	83

1) R. Ritschl, Zeitschr. f. Phys. **69**, 578, 1931.

1) R. Ritschl, Zeitschr. f. Phys. **79**, 1, 1932.

Das Ergebnis der Messungen enthält Zahlentafel I. Die mit N bezeichneten Werte entstammen der Arbeit von Nagaoka und Mishima[1]). Die Werte sind angegeben in Tausendstel Wellenzahlen ($cm^{-1} \cdot 10^{-3}$). Bei allen Linien liegt die dem Isotop Ne^{22} zugehörige Komponente auf der kurzwelligen Seite der Komponente von Ne^{20}. Die Genauigkeit der Messungen beträgt etwa ± 3 Tausendstel Wellenzahlen. Wellenlängen und Serienbezeichnungen sind aus der Arbeit von Paschen entnommen[2]).

Aus den Linienaufspaltungen wurden die Termaufspaltungen in folgender Weise ermittelt:

Die Serie $2p_9 - ms_5$ konnte bis zum Glied $m = 8$ verfolgt werden. $8s_5$ ist der höchste angeregte Neonzustand, der noch gemessen werden konnte. Die in dieser Linie gemessene Aufspaltung von 47 $cm^{-1} \cdot 10^{-3}$ wurde ganz dem unteren Zustand zugeschrieben, mit andern Worten, es wurde angenommen, der Zustand $8s_5$ habe die Aufspaltung $\Delta\nu = 0$. Unter dieser Voraussetzung ist $\Delta\nu$ für $2p_9 = 47\ cm^{-1} \cdot 10^{-3}$. Die weiteren Serienglieder von $2p_9 - ms_5$ zeigen nun mit fallender Gliednummer abnehmende Aufspaltung, es zeigt sich darin die zunehmende Aufspaltung des oberen Termes. Die Linie $1s_5 - 2p_9$ ergibt mit ihrer Aufspaltung $\Delta\nu = 57$ für $1s_5$ eine Verschiebung von 104. Aus den übrigen mit $1s_5$ kombinierenden Linien folgen die Aufspaltungen der hier auftretenden Terme $2p_n$ und $3p_n$. Von diesen aus konnten die anderen Terme $1s_n$, weiter die noch übrigen $2p_n$, von $2p_n$ aus die Terme $3s_n$, $3d_n$, $4s_n$ und $4d_n$ bestimmt werden.

Die Ergebnisse der Analyse sind in Zahlentafel II und graphisch in Abb. 3 wiedergegeben.

Zahlentafel II.

Termbezeichnung	Termwert	Isotopieverschiebung	Termbezeichnung	Termwert	Isotopieverschiebung
$8s_5$	1447	0	$3p_9$	11098	20
$7s_5$	1858	2	$3p_{10}$	11411	21
$5s_5$	3396	6	$3d_x$	12292	36
$4s_2$	4201	12	$3d_3$	12322	32
$4s_3$	4223	8	$3d_4$	12337	30
$4s_4$	4962	12	$3d_5$	12405	33
$4s_5$	5004	10	$3d_6$	12419	29
$4d_2$	6902	19	$2s_1$	15133	40
$4d_3$	6917	11	$2s_5$	15328	35
$4d_4$	6928	19	$2p_1$	20958	43
$4d_5$	6954	14	$2p_2$	22891	47
$4d_6$	6961	21	$2p_3$	23012	47
$3s_2$	7272	25	$2p_4$	23070	48
$3s_3$	7323	21	$2p_5$	23157	48
$3s_4$	8016	24	$2p_6$	23613	48
$3s_5$	8101	20	$2p_7$	23807	48
$3p_1$	9643	12	$2p_8$	24105	50
$3p_2$	10221	19	$2p_9$	24272	47
$3p_3$	10528	18	$2p_{10}$	25671	52
$3p_4$	10220	21	$1s_2$	38040	118
$3p_5$	10272	18	$1s_3$	39110	102
$3p_6$	10891	23	$1s_4$	39470	104
$3p_7$	10916	21	$1s_5$	39887	104
$3p_8$	11030	19			

Grob gesehen nimmt die Isotopieverschiebung mit der Termgröße dauernd zu. Wäre diese Zunahme streng proportional, so verhielte sich die Neon-Isotopieverschiebung so, wie es von

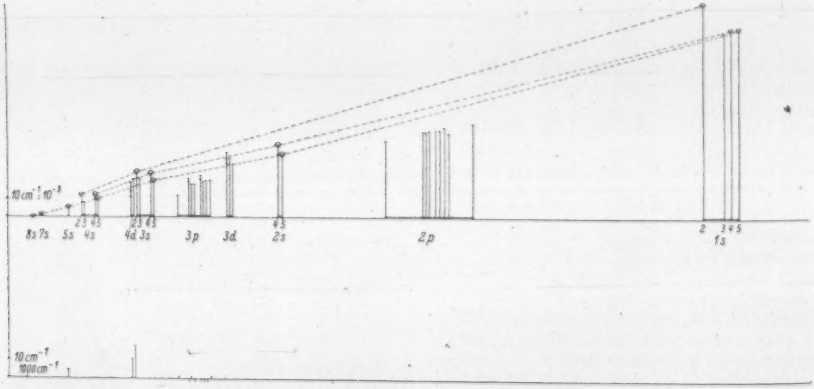

Abb. 3. Isotopieverschiebung der Neonterme.

Wasserstoff H^1 und H^2 bekannt ist. Wie man aus der Abb. 3 sieht, besteht diese Proportionalität in den ms-Termreihen innerhalb der Meß-

1) a. a. O.

2) F. Paschen, Ann. d. Physik (4), **60**, 405, 1919.

genauigkeit, jedoch haben die einzelnen s-Zustände der verschiedenen Serien offenbar verschiedene Proportionalitätsfaktoren. Die nd-Terme fallen ungefähr in die Proportionalität der s-Reihen hinein. Die $2p_n$- und $3p_n$-Zustände haben aber deutlich kleinere Verschiebungen. Es zeigt sich also eine gewisse Abhängigkeit der Isotopieverschiebung von der Serienart.

Als bemerkenswertes Resultat soll hervorgehoben werden, daß die bisher allein bekannte Isotopieaufspaltung der rotgelben Neonlinien $1s_n - 2p_n$, die öfters als die Aufspaltung der $1s_n$-Terme angesehen wurde, nur die Differenz der $1s_n$- und der $2p_n$-Verschiebung ist und daß diese für $1s_n$ rund 100, für $2p_n$ etwa 50 Tausendstel Wellenzahlen beträgt.

Extrapoliert man die der Termgröße proportionale Isotopieaufspaltung auf den Grundzustand des Neon bei 173930 cm^{-1}, so erhält man eine Verschiedenheit in der Termgröße des Grundzustandes der beiden Neonisotope von etwa einer halben Wellenzahl.

In Abb. 3 ist am unteren Rande die bisher bekannte Starkeffektverschiebung der hier auf Isotopieverschiebung untersuchten Terme eingetragen[1]), und zwar die Verschiebung in Wellenzahlen bei 100 kV/cm Feldstärke. Quantitativ gemessene Starkeffektverschiebungen und gleichzeitig deutliche Isotopieverschiebung zeigen danach nur die $4d$-Terme. Bei $3p$ liegen nur qualitative Angaben über schwache Verschiebungen und ihre Richtung vor. Eine genaue Untersuchung mit hoher Auflösung ist geplant. Sie wäre vielleicht bei diesen Termen, die in den starken ultravioletten Linien auftreten, am aussichtsreichsten.

Für die Ermöglichung der Teilnahme an dieser Arbeit und die Erlaubnis, in seinem Laboratorium zu arbeiten, dankt der eine von uns Herrn Präsidenten Stark herzlichst.

1) N. Ryde, Zur Kenntnis des Einflusses elektrischer Felder auf die Lichtemission der Edelgasatome, Lund 1934.

Berlin-Charlottenburg und Wien, den 10. November 1936.

(Eingegangen 12. November 1936.)

Über eine sehr einfache Methode zum Nachweis von Ultraschallwellen in Flüssigkeiten.

Von L. Bergmann und H.-J. Goehlich.

Kürzlich erschien eine Arbeit von O. Nomoto[1]): „Über eine neue Sichtbarmachungsmethode stehender Ultraschallwellen in Flüssigkeiten", in der der Verfasser die Ultraschallwellen dadurch sichtbar macht, daß er sie mit parallelem Licht senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung durchstrahlt. Auf einem Schirm, der sich in einer beliebigen Entfernung von der Schallwelle befindet, erhält man dann ohne jedes weitere optische Abbildungssystem helle und dunkle Streifen, die wie eine Schattenprojektion der Schallwellen aussehen. Wir haben bereits vor einem Jahr ähnliche Beobachtungen angestellt, über die wir bisher nur in einer Sitzung der Schlesischen Gesellschaft für vaterländische Cultur[2]) berichteten. Von einer ausführlichen Mitteilung sahen wir noch ab, da die Erscheinung und insbesondere die dabei auftretenden sekundären Phänomene noch näher untersucht werden sollten und zur Zeit auch noch werden. Da unsere Versuche jedoch die Ergebnisse von Nomoto in einer gewissen Weise ergänzen, geben wir im folgenden unsere Versuchsanordnung und die seinerzeit von uns gemachten Aufnahmen bekannt. In der Fig. 1 ist in Seitenansicht und Aufsicht schematisch der Versuchsaufbau dargestellt. Als Lichtquelle dient eine kleine 4-Watt-Lampe mit einem geraden, etwa 12 mm langen Faden. Zur Abblendung von Seitenlicht befindet sie sich in einem Schutzgehäuse, das an der Vorderseite eine Irisblende trägt. Die Lampe steht in einer Entfernung a von einigen Zentimetern vor dem Trog T, in dem in einer Flüssigkeit mittels des Quarzes Q (Oberfläche

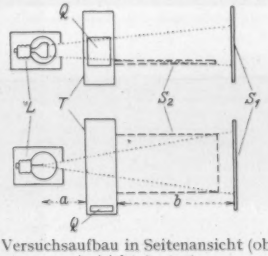

Fig. 1. Versuchsaufbau in Seitenansicht (oben) und Aufsicht (unten).

1) O. Nomoto, Proc. Phys.-Math. Soc., Japan, **18**, 402, 1936.

2) Am 26. November 1935; siehe Jahresberichte der Schles. Ges. f. vaterl. Cultur **108**, 47, 1936.

15 × 20 mm) die Ultraschallwelle erzeugt wird. Der Glühfaden der Lampe liegt parallel zur Wellenfront der Schallwelle. Auf der anderen

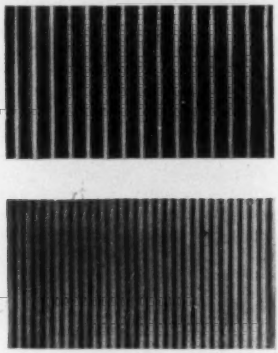

Fig. 2. Zentralprojektion stehender Ultraschallwellen in Xylol bei zwei verschiedenen Frequenzen.

Seite des Troges befindet sich in einer Entfernung b ein Schirm S_1. Erzeugt man in dem Trog eine stehende Schallwelle, so erhält man auf dem Schirm S_1 helle und dunkle Streifen, wie es die photographische Aufnahme Fig. 2 in zweifacher Vergrößerung zeigt. Die Frequenz der Schallwelle, die in Xylol erzeugt wurde, betrug dabei 1650 kHz (oberes Bild) und 3060 kHz (unteres Bild) und die Abstände a und b waren 14 bzw. 47 cm. Wie man sieht, sind die hellen Streifen verhältnismäßig scharf ausgebildet. Die Lichtstärke ist so groß, daß sich die Streifen bei Benutzung der oben erwähnten kleinen Glühlampe noch in 3 m Entfernung vom Trog auf einem Schirm einem größeren Auditorium vorführen lassen. Infolge der großen Einfachheit des Aufbaues, der frei von jeder optischen Apparatur ist[1]), eignet sich daher die Methode sowohl zu Demonstrationszwecken, als auch für Praktikumsversuche zur Bestimmung von Schallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten. Verschiebt man den Trog mittels einer Mikrometerschraube und zählt man die Zahl der durch eine Marke auf den Schirm hindurchtretenden hellen Streifen, so bekommt man recht genaue Werte für die Schallgeschwindigkeit.

Daß es sich hier um eine reine Zentralprojektion der Schallwelle auf den Schirm handelt, konnten wir noch in folgender Weise zeigen. Bringt man einen Schirm S_2 in der in Fig. 1 gestrichelt gezeichneten Lage an, so daß das Licht, das den Trog durchsetzt, streifend über den

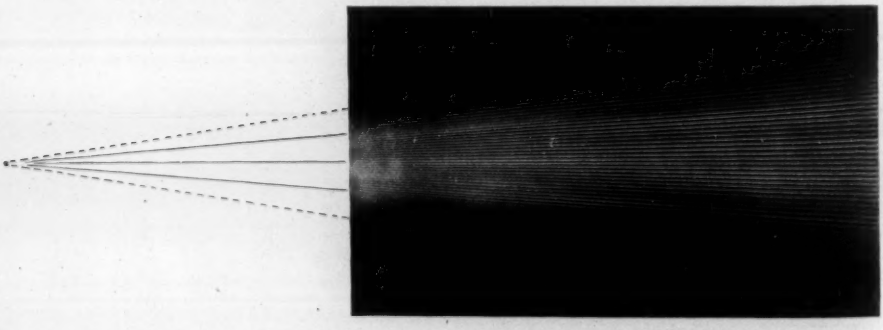

Fig. 3. Nachweis der Zentralprojektion stehender Ultraschallwellen.

Schirm hinwegfällt, so bekommt man von der Trogwand ab sehr helle, divergent verlaufende Lichtlinien, wie sie die Fig. 3 deutlich zeigt. Verlängert man diese Linien rückwärts, so schneiden sie sich in einem Punkte, der mit dem Ort des Glühfadens zusammenfällt, wenn man die Brechung in dem mit Flüssigkeit gefüllten Trog berücksichtigt. Die Schallwelle läßt sich also auch bereits an der Trogwand selbst durch einen angelegten Schirm sichtbar machen[2]).

Diese Versuche gehen natürlich nur bei stehenden Schallwellen, bei fortschreitenden Wellen

1) Durch dieses Fehlen jeglicher optischer Systeme und durch die Benutzung von divergentem Licht unterscheidet sich unsere Versuchsanordnung auch von der von Ch. Bachem, E. Hiedemann und H. R. Asbach angegebenen Methode zur Sichtbarmachung von Ultraschallwellen (Zeitschr. f. Phys. **87**, 734, 1934).

2) Dies hat übrigens kürzlich auch R. Bär für parallel einfallendes Licht festgestellt (Helv. Phys. Acta **9**, 265, 1936).

verwischt sich die ganze Erscheinung. Es tritt aber dann, und zwar besonders intensiv bei hohen Schallfrequenzen in der Größenordnung von 10000 kHz und höher, was in Xylol einer Schallwellenlänge von höchstens 0,1 mm entspricht, eine andere Erscheinung auf, über deren Zustandekommen wir im Augenblick noch keine eindeutige Erklärung geben können. Es bildet sich nämlich bei fortschreitenden Schallwellen bei der hier benutzten divergenten Beleuchtung nur ein einzelner Lichtstrahl durch die Schallwelle aus, der rechts und links noch von zwei schmalen Lichtstrahlen begleitet ist, die vom Mittelstrahl durch scharfe dunkle Zwischenräume getrennt sind. In der Fig. 4a ist die Erscheinung wiedergegeben, wie sie auf dem Schirm

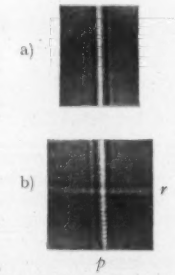

Fig. 4. Auftreten eines hellen Lichtstreifens auf Schirm S_2 a) durch eine fortschreitende Ultraschallwelle; b) durch zwei sich senkrecht durchsetzende Schallwellen.

S_1 sichtbar wird; die Fig. 5a zeigt dagegen die Erscheinung, wenn sich die photographische Platte in der Lage S_2 nach Fig. 1 befand, so daß das den Trog durchsetzende Licht über die Platte hinwegstreift. Man erkennt, wie außerordentlich scharf der die Schallwelle durchsetzende Strahl ausgebildet ist. Seine Richtung ist bedingt durch die Richtung der Schallwelle, und zwar läuft der Lichtstrahl stets genau parallel mit der Wellenfront. Dreht man z. B. den schallerregenden Piezoquarz etwas, so wandert entsprechend der verdrehten Schallwellenfront bei gleicher Stellung von Lampe und Trog der Lichtstrahl um den gleichen Winkel zur Seite, wie es die Aufnahme *b* in Fig. 5 zeigt; rechts neben dieser Aufnahme ist die Anordnung von Lampe, Trog und Quarz schematisch angedeutet. Laufen in der Flüssigkeit mehrere Schallwellen in verschiedenen Richtungen, also mit verschieden gerichteten Wellenfronten, so erhält man auch mehrere Lichtstrahlen. So treten z. B. in der Aufnahme *c* in Fig. 5 außer dem Primärstrahl *p*, der der Primärwelle, die vom Quarz *Q* ausgeht, entspricht, noch zwei weitere Lichtstrahlen *r* und *r'* auf, die der an der verkanteten Reflektorplatte *R* reflektierten Schallwelle und der am Quarz zum zweitenmal reflektierten Schallwelle zuzuordnen sind. Die Aufnahme *d* in der gleichen Figur zeigt schließlich noch den Fall, daß die Reflektorplatte *R* nach der anderen Seite verdreht ist. Infolgedessen ist der Lichtstrahl *r* ebenfalls nach der anderen Seite des Primärstrahles *p* abgelenkt; auch der Strahl *r'*, der der zum zweitenmal am Quarz reflektierten Welle zuzuordnen ist, ist noch schwach angedeutet. Stehen der Quarz *Q* und die Reflektorplatte *R* einander genau parallel gegenüber, so daß sich stehende Wellen ausbilden, so fallen die beiden der hin- und rücklaufenden Schallwelle zuzuordnenden Lichtstrahlen in einem Strahl zusammen, wie es die Aufnahme *e* in Fig. 5 zeigt. In diesem Fall erkennt man bei genauem Zusehen auch die von der stehenden Schallwelle herrührende Feinstruktur im ganzen Lichtbündel, wie sie bereits in Fig. 3 für eine wesentlich tiefere Schallfrequenz wiedergegeben wurde. Man hat also mit dieser Versuchsanordnung eine Möglichkeit, auf optischem Wege den schallerzeugenden Quarz und z. B. die reflektierende Platte genau zu justieren. Auch sich in anderen Richtungen kreuzende Schallwellen lassen sich in gleicher Weise sichtbar machen, wenn man statt der strichförmigen Beleuchtungsquelle eine punktförmige Lichtquelle, etwa eine hellbeleuchtete Lochblende, benutzt. So zeigt die Fig. 4b den Fall zweier sich kreuzender Schallwellen. Die von rechts nach links laufende primäre Schallwelle erzeugt auf dem Schirm S_1 den Lichtstrahl *p* und nach Reflexion an einer unter 45° geneigten, in der linken unteren Ecke der Aufnahme zu denkenden Reflektorplatte den Lichtstrahl *r*.

Daß man bisher das Auftreten eines solchen einzelnen scharf begrenzten Lichtstrahles bei der Durchstrahlung einer fortschreitenden Ultraschallwelle mit sichtbarem Licht noch nicht beobachtet hat, dürfte daran liegen, daß man im allgemeinen bei solchen Versuchen kein divergentes, sondern stets paralleles Licht benutzt hat. In diesem Fall verschwindet die Erscheinung. Wie man ferner deutlich aus den Aufnahmen der Fig. 5 erkennt, ist die Helligkeit des Lichtstrahles, der durch die Schallwelle parallel zur Wellenfront hindurchtritt, größer als die Intensität des Lichtes, das unter schrägem Winkel die Schallwelle durchsetzt. Der einzelne Lichtstrahl ist auch heller als das bei nicht vorhandener Schallwelle durch den Trog hindurchtretende Licht. Es scheint demnach so, als ob Licht aus benachbarten Teilen in den zentralen Strahl durch die Schallwellen hineingebrochen

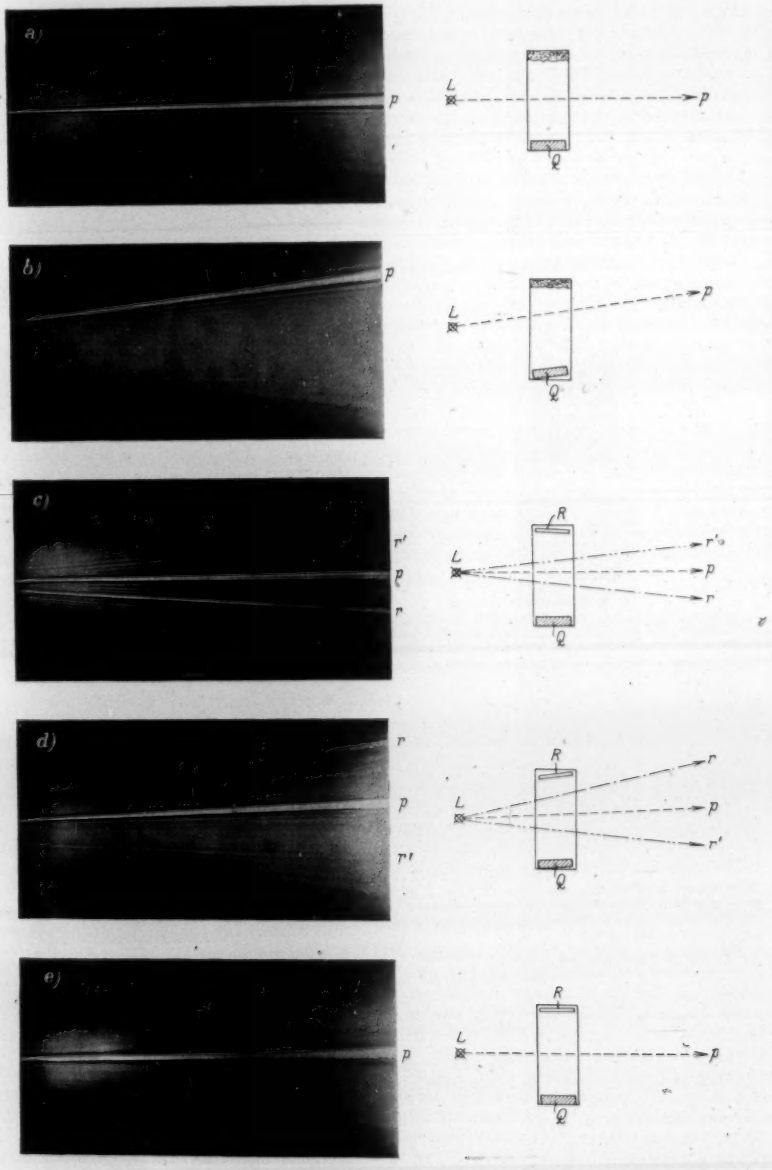

Abb. 5. Spur des hellen Lichtstrahles auf Schirm S_2 bei verschiedener Stellung von Schwingquarz und Reflektor (rechts).

bzw. gebeugt wird; dadurch würden sich auch die besonders dunklen Stellen zu beiden Seiten des Strahles erklären. Nach unsern bisherigen Versuchen wird der Lichtstrahl um so schärfer und schmäler, je höher die Schallfrequenz ist, auch scheint seine Ausbildung noch von der Tiefe der vom Licht durchsetzten Schallwelle abzuhängen. Daß bei fortschreitenden Wellen die Erscheinung sich ebenso wie bei stehenden Wellen ausbildet, läßt sich vielleicht so deuten, daß von dem ganzen divergenten Lichtbündel eine symmetrische Strahlenkonzentration in einen Strahl hinein nur an der Stelle erfolgen kann, wo das Licht genau parallel zur Wellenfront das Schallwellengitter durchsetzt. An dieser Stelle wird also stets im Mittel eine größere Lichtintensität durch die Schallwellen hindurchtreten als in den benachbarten Teilen, wo infolge des schrägen Einfalls und der Bewegung des Schallwellengitters sich das hindurchtretende Licht zu einer mittleren und gleichmäßigen Helligkeit verwischt. Wir sind zur Zeit dabei, diese immerhin recht interessante Erscheinung durch weitere Versuche zu klären.

Breslau, im Oktober 1936, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 28. Oktober 1936.)

BERICHTE.

Kernphysik.

Von S. Flügge und A. Krebs.

Vorbemerkung: Diese Arbeit ist gedacht als Fortsetzung zum Bericht der Verff. in Bd. 36, S. 466 dieser Zeitschrift. Er soll die wichtigsten Fortschritte des letzten Jahres kritisch zusammenstellen mit der Zielsetzung, dem auf diesem Gebiete theoretisch Arbeitenden das experimentelle Material leicht zugänglich zu machen.

Bei der Wahl der Einheiten wurde fast durchweg das in der Kernphysik vielgebrauchte Maßsystem zugrunde gelegt, in dem die Längeneinheit der Elektronenradius

$$e^2/mc^2 = 2{,}81 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{cm},$$

die Masseneinheit die Masse des 16000. Teils der Masse des neutralen O^{16}-Atoms und die Energieeinheit die Ruhenergie dieser Masse (1 TME = 1 Tausendstel Masseneinheit = 0,934 MV) ist. In diesem Maßsystem wird $\hbar = 74{,}4$, $e^2 = 0{,}543$, $c = 1$, $M = 1008$ (Protonmasse), $\hbar/mc = 137$, $\hbar/Mc = 0{,}0744$ und die Zeiteinheit $0{,}937 \cdot 10^{-23}$ sec.

I. Massendefekte.

Zur Bestimmung der genauen Kernmassen verfügen wir im Prinzip über 3 Methoden: Die massenspektroskopische, die Bestimmung aus den Bandenspektren und endlich die neueste und genaueste, die Bestimmung aus den Wärmetönungen kernchemischer Umwandlungen. Da solche Umwandlungen bei schweren Kernen im allgemeinen nur durch Neutronenbeschuß möglich sind, findet diese Methode eine Grenze bei $Z = 16$, solange noch nicht in großem Umfange Wärmetönungen bei Neutronenbeschuß gemessen sind, was aber vorläufig noch auf technische Schwierigkeiten stößt. Im Gebiete schwerer Kerne hat man als gegenseitige Beziehungen immer nur diejenigen zwischen isobaren Kernen (β-Zerfall); erst bei den natürlichen radioaktiven Kernen kann man unter Zuhilfenahme der α-Emission wieder die Massendefekte der verschiedenen Kerne miteinander vergleichen.

§ 1. Die Masse des Neutrons.

Die Grundlage unserer Rechnungen muß die Bestimmung eines möglichst genauen Wertes der Masse des Neutrons sein. Hierbei wollen wir als Standardmassen die neuesten massenspektroskopischen Werte von Aston (5) benutzen[1]):

$$H_1^1 = 1{,}00812 \pm 0{,}00004,$$
$$D_1^2 = 2{,}01471 \pm 0{,}00007.$$

Dieser massenspektroskopische Wert der Deuteronmasse ist gut bestätigt (107) durch den neuesten bandenspektroskopischen Wert $D_1^2 = 2{,}0148$, bezogen auf $H_1^1 = 1{,}0081$. Die Frage nach der Masse des Neutrons ist dann gleichbedeutend mit derjenigen nach dem Massendefekt des Deuterons. Für dessen Bestimmung liegen folgende Erfahrungen vor:

a) Chadwick und Goldhaber (26) stellten fest, daß die Reaktion $D_1^2 + \gamma = H_1^1 + N n_0^1$ bei 2,1 MV Energie der γ-Strahlen einsetzt. Da Schwellenwerte stets mit einer gewissen Ungenauigkeit behaftet sind, besteht die Möglichkeit eines tiefer liegenden Wertes für den Massendefekt des Deuterons.

1) Die angegebenen Massen sind stets diejenigen neutraler Atome, nicht der Kerne. Die Masse eines Elektrons ist 0,00054.

b) Feather (48) kontrollierte nach dem gleichen Verfahren diesen Wert und fand $2{,}26 \pm 0{,}08$ MV.

c) Fleischmann (51) untersuchte den umgekehrten Vorgang: Er beschoß Paraffin mit langsamen Neutronen und fand, daß dabei eine γ-Strahlung auftrat, deren Absorptionskoeffizient in Pb und Al er messen konnte. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, daß man keinen Schwellenwert mißt und deshalb dem obigen Einwand entgeht. In Übereinstimmung mit dieser Überlegung fand er einen kleineren Wert, nämlich $1{,}5 \pm 0{,}5$ MV[1]).

d) Aus Versuchen von Newson (87) folgt nun aber wiederum, daß dieser Wert von Fleischmann doch zu klein ist. Newson beschoß Sauerstoff mit Deuteronen und fand:

$$O_8^{16} + D_1^2 = F_9^{17} + Nn_0^1 - 0{,}0019.$$

Diese Gleichung kann unter Einführung der Massendefekte von O_8^{16} (δO), von F_9^{17} (δF) usw. geschrieben werden:

$$8H + 8Nn - \delta O + H + Nn - \delta D = 9H + 8Nn - \delta F + Nn - 0{,}0019$$

oder

$$\delta F - \delta O = \delta D - 0{,}0019.$$

Ist nun $\delta F - \delta O$ negativ, so ist es energetisch günstig, wenn der F_9^{17}-Kern ein Proton emittiert und in O_8^{16} übergeht. Für den Fleischmannschen Wert $\delta D = 0{,}0016$ könnte das Proton eine kinetische Energie von etwa 0,3 MV erhalten, der F_9^{17}-Kern wäre sehr instabil gegen diesen Zerfall. Da aber von einem solchen Prozeß nichts bekannt ist und die Lebensdauer von F_9^{17} etwa 1 Minute beträgt (ε^+-labil), muß δD größer sein als die Energietönung 0,0019 dieses Prozesses.

Wir akzeptieren deshalb den Wert von Feather für den Massendefekt des Deuterons:

$$\delta D = 0{,}0023 \pm 0{,}0001.$$

Mit den oben angegebenen Standardwerten von H und D führt das auf die Neutronmasse

$$Nn = 1{,}0089 \pm 0{,}00013.$$

§ 2. Massenbestimmung aus Kernumwandlungen.

Wir stellen in Tabelle I sämtliche Reaktionen zusammen, bei denen die Wärmetönungen bekannt sind. Unser Verfahren läßt sich dann kurz so beschreiben: Sind an einer Reaktion n Kerne beteiligt (2 bei einem β-Zerfall, sonst meist 4, manchmal 5) und kennen wir bereits die Massen von $(n-1)$ dieser Kerne, so können wir aus der Energiebilanz die Masse des $n$ten unbekannten Kerns berechnen. Wir erhalten so aus Reaktion (R) 1 T_1^3, aus $R\,2$ $He_2^3 = 3{,}0173$, durch Subtraktion von $R\,5$ und $R\,6$ einen Kontrollwert $He_2^3 = 3{,}0174$ in ausgezeichneter Übereinstimmung. Kombination von $R\,3$ und $R\,6$ gibt für $He_2^4 = 4{,}0043 \pm 0{,}0003$; als Kontrollwert besitzen wir den neuesten massenspektroskopischen von Aston (5) $4{,}0039 \pm 0{,}00016$. Beide stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein. Wir legen fortan das gewogene Mittel zugrunde:

$$He_2^4 = 4{,}0040 \pm 0{,}00015.$$

Wir fahren fort und bestimmen:

$$\begin{aligned} Li_3^6 = {} & 6{,}0171 \pm 0{,}00028 \text{ aus } R6 \\ & 6{,}0171 \pm 0{,}00035 \text{ aus } R5 \\ & 6{,}0167 \pm 0{,}00024 \text{ aus } R3 \\ & \text{Mittel } 6{,}0169 \pm 0{,}0002 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Li_3^7 = {} & 7{,}0180 \pm 0{,}00022 \text{ aus } R10 \\ & 7{,}0182 \pm 0{,}00022 \text{ aus } R4 \\ & 7{,}0177 \pm 0{,}00036 \text{ aus } R7a \\ & 7{,}0178 \qquad\quad \text{aus } R7b \\ & \text{Mittel } 7{,}0180 \pm 0{,}0002. \end{aligned}$$

Das Verhältnis der beiden Kernmassen ist $Li^7 : Li^6 = 1{,}16642 \pm 0{,}00007$. Das stimmt sehr gut überein mit dem aus bandenspektroskopischen Messungen kürzlich von Almy und Irwin (2) bestimmten Verhältnis $1{,}16640 \pm 0{,}00016$.

Weiterhin gelangen wir zum Be_4^8, wie folgt:

$$\begin{aligned} Be_4^8 = {} & 8{,}0089 \pm 0{,}0004 \text{ aus } R11 \\ & 8{,}0085 \pm 0{,}0006 \text{ aus } R8 \\ & 8{,}0080 \pm 0{,}0003 \text{ aus } R9 \text{ und } \beta 2 \\ & 8{,}0081 \pm 0{,}0004 \text{ aus } R29 \text{ und } 30. \end{aligned}$$

Eine analoge Bestimmung aus $R\,23$ und $R\,24$ wird sicher ungenau. Auch der erste angegebene Wert dürfte noch mit systematischen Fehlern behaftet sein, die erheblich größer sind als die angegebene Fehlergrenze, da wir kaum in der Lage sind, die Energie eines γ-Quants von etwa 20 MV sehr genau zu bestimmen.

Da der Be_4^8-Kern in der Wilsonkammer auftritt, ist er sicher einigermaßen stabil. Ein Zerfall in 2 α-Teilchen kann eintreten, wenn seine Masse $> 8{,}0080$ ist; wie man sieht, liegen alle empirischen Werte höher. Wir haben als Mittel 8,0081 gewählt, also einen Kern von ganz geringer Labilität, der sicher eine Lebensdauer besitzt, die hinreichend groß ist, um sein Auftreten in der Wilsonkammer zu erklären. Eine größere Masse wäre, da der Gamowberg bei so kleinen Z sehr niedrig ist, hiermit unverträglich.

[1]) In einer inzwischen erschienenen Arbeit findet Fleischmann (52) nach demselben Verfahren, aber bei höherer Meßgenauigkeit 2,26 MV in Übereinstimmung mit Feather.

Tabelle I. Wärmetönungen von Reaktionen und β-Zerfällen.

Nr.	Reaktion	Q beob in TME	$\pm\Delta Q$ in TME	Q ber in TME	Literatur
1	$D_1^2 + D_1^2 \rightarrow T_1^3 + H_1^1$	+ 4,22	0,02	+ 4,2	90
2	$D_1^2 + D_1^2 \rightarrow He_2^3 + Nu_0^1$	+ 3,2	0,2	+ 3,1	38, 17
3	$Li_3^6 + D_1^2 \rightarrow 2\,He_2^4$	+ 23,45	0,08	+ 23,6	90
4	$Li_3^6 + D_1^2 \rightarrow Li_3^7 + H_1^1$	+ 5,3	0,05	+ 5,5	90
5	$Li_3^6 + H_1^1 \rightarrow He_2^3 + He_2^4$	+ 3,8	0,1	+ 3,6	90
6	$Li_3^6 + Nu_0^1 \rightarrow He_2^4 + T_1^3$	+ 4,9	0,2	+ 4,7	26
7a	$Li_3^7 + D_1^2 \rightarrow 2\,He_2^4 + Nu_0^1$	> + 15,5	0,27	+ 15,8	90
7b	$Li_3^7 + D_1^2 \rightarrow 2\,He_2^4 + Nu_0^1$	+ 15,6	0,3	+ 15,8	14
8	$Li_3^7 + D_1^2 \rightarrow Be_4^7 + Nu_0^1$	+ 15,3	0,5	+ 15,7	30, 14, 16
9	$Li_3^7 + D_1^2 \rightarrow Li_3^8 + H_1^1$	+ 4,6	0,1	+ 4,6	55
10	$Li_3^7 + H_1^1 \rightarrow 2\,He_2^4$	+ 18,14	0,06	+ 18,1	90, 35
11	$Li_3^7 + H_1^1 \rightarrow Be_4^8$	+ 17,2		+ 18,0	
12	$Be_4^9 + He_2^4 \rightarrow C_6^{12} + Nu_0^1$	+ 6,7		+ 6,6	18
13	$Be_4^9 + D_1^2 \rightarrow B_5^{10} + Nu_0^1$	+ 4,4	0,3	+ 4,7	16
14	$Be_4^9 + D_1^2 \rightarrow Be_4^{10} + H_1^1$	+ 5,1		+ 4,6	90
15	$Be_4^9 + D_1^2 \rightarrow Li_3^7 + He_2^4$	+ 7,7		+ 8,0	90
16	$Be_4^9 + D_1^2 \rightarrow Be_4^8 + T_1^3$	+ 4,8		+ 4,8	90
17	(?) $Be_4^9 + H_1^1 \rightarrow Be_4^8 + D_1^2$	+ 0		+ 0,6	
18	$Be_4^9 + H_1^1 \rightarrow Li_3^6 + He_2^4$	+ 2,2		+ 2,5	90
19	$Be_4^9 + \gamma_0^0 \rightarrow Be_4^8 + Nu_0^1$	− 1,6		− 1,7	90, 57
20	$B_5^{10} + He_2^4 \rightarrow C_6^{13} + H_1^1$	+ 3,3		+ 4,8	92
21	$B_5^{10} + D_1^2 \rightarrow B_5^{11} + H_1^1$	+ 9,7	0,1	+ 9,8	27
22	$B_5^{10} + D_1^2 \rightarrow B_5^{11} + H_1^1$	+ 9,9		+ 9,8	28
23	$B_5^{10} + D_1^2 \rightarrow 3\,He_2^4$	+ 20,6		+ 19,1	28
24	$B_5^{10} + D_1^2 \rightarrow Be_4^7 + He_2^4$	+ 18,6	0,2	+ 19,0	27
25	$B_5^{10} + Nu_0^1 \rightarrow Li_3^7 + He_2^4$	+ 3,5	0,05	+ 3,3	97
26	$B_5^{11} + D_1^2 \rightarrow C_6^{12} + Nu_0^1$	+ 14		+ 15,2	30
27	$B_5^{11} + D_1^2 \rightarrow Be_4^9 + He_2^4$	+ 8,6	0,2	+ 8,6	27
28	$B_5^{11} + D_1^2 \rightarrow B_5^{12} + H_1^1$	+ 2,7		+ 2,1	55
29	$B_5^{11} + H_1^1 \rightarrow 3\,He_2^4$	+ 9,3	0,2	+ 9,3	39
30	$B_5^{11} + H_1^1 \rightarrow Be_4^8 + He_2^4$	+ 9,2		+ 9,2	
31	$C_6^{12} + D_1^2 \rightarrow C_6^{13} + H_1^1$	+ 2,8	0,1	+ 2,1	55, 27
32	$C_6^{12} + D_1^2 \rightarrow N_7^{13} + Nu_0^1$	− 0,4	0,03	− 0,4	87, 55
33	$C_6^{12} + Nu_0^1 \rightarrow Be_4^9 + He_2^4$	− 6,7	0,1	− 6,6	
34	(?) $C_6^{13} + D_1^2 \rightarrow B_5^{11} + He_2^4$	+ 5,4	0,1	+ 5,0	27
35	$N_7^{14} + He_2^4 \rightarrow O_8^{17} + H_1^1$	− 0,44	0,25	− 1,0	104
36	$N_7^{14} + He_2^4 \rightarrow F_9^{17} + Nu_0^1$	− 5,0		− 5,0	87
37a	$N_7^{14} + D_1^2 \rightarrow C_6^{12} + He_2^4$	+ 14,7		+ 14,5	76
37b	$N_7^{14} + D_1^2 \rightarrow C_6^{12} + He_2^4$	+ 14,1	0,1	+ 14,5	27
38a	$N_7^{14} + D_1^2 \rightarrow N_7^{15} + H_1^1$	+ 8,6	0,3	+ 9,1	76
38b	$N_7^{14} + D_1^2 \rightarrow N_7^{15} + H_1^1$	+ 9,1	0,1	+ 9,1	27
39	$N_7^{14} + Nu_0^1 \rightarrow B_5^{11} + He_2^4$	− 0,3	0,3	− 0,7	14, 15
40	$O_8^{16} + D_1^2 \rightarrow N_7^{14} + He_2^4$	+ 3,1	0,05	+ 3,1	27
41	$O_8^{16} + D_1^2 \rightarrow O_8^{17} + H_1^1$	+ 2,0	0,06	+ 2,1	27
42	$O_8^{16} + D_1^2 \rightarrow F_9^{17} + Nu_0^1$	− 1,9		− 1,9	87
43	$F_9^{19} + He_2^4 \rightarrow Ne_{11}^{22} + H_1^1$	+ 1,9		+ 1,9	93
44	$F_9^{19} + He_2^4 \rightarrow Na_{11}^{22} + Nu_0^1$	− 2,46		− 2,5	18
45	(?) $F_9^{19} + D_1^2 \rightarrow F_9^{20} + H_1^1$	+ 1,8		+ 0,3	55
46	$F_9^{19} + H_1^1 \rightarrow O_8^{16} + He_2^4$	+ 9,0		+ 9,0	74
47	$Ne_{10}^{20} + He_2^4 \rightarrow Na_{11}^{23} + H_1^1$	−(< 0,7)		− 0,7	45
48	$Ne_{10}^{20} + Nu_0^1 \rightarrow O_8^{17} + He_2^4$	− 0,7		− 0,7	97
49	$Na_{11}^{23} + He_2^4 \rightarrow Mg_{12}^{26} + H_1^1$	+ 2,6		+ 2,6	99
50	$Na_{11}^{23} + D_1^2 \rightarrow Ne_{10}^{21} + He_2^4$	+ 7,2		+ 7,3	73
51	$Na_{11}^{23} + D_1^2 \rightarrow Na_{11}^{24} + H_1^1$	+ 5,0		+ 5,0	73
52	$Mg_{12}^{26} + D_1^2 \rightarrow Na_{11}^{24} + He_2^4$	~ + 10	2	+ 2,4*)	65
53	$Mg_{12}^{25} + He_2^4 \rightarrow Al_{13}^{25} + H_1^1$ **)	− 1,4		− 1,4	41
54	$Mg_{12}^{24} + He_2^4 \rightarrow Al_{13}^{27} + H_1^1$ **)	− 0,65		− 0,7	68
55	$Al_{13}^{27} + He_2^4 \rightarrow Si_{14}^{30} + H_1^1$	+ 2,2		+ 2,2	46, 41
56	$Al_{13}^{27} + He_2^4 \rightarrow P_{15}^{30} + Nu_0^1$	− 2,2	0,8	− 3,0	66
57	$Al_{13}^{27} + D_1^2 \rightarrow Mg_{12}^{25} + He_2^4$	+ 7,1		+ 7,1	80
58	$Al_{13}^{27} + D_1^2 \rightarrow Al_{13}^{28} + H_1^1$	+ 5,7		+ 5,7	80
59	$P_{15}^{31} + He_2^4 \rightarrow S_{16}^{34} + H_1^1$	+ 0,0		+ 0,0	92
60	$S_{16}^{32} + He_2^4 \rightarrow Cl_{17}^{35} + H_1^1$	− 2,5		− 2,5	21

*) Zu dieser Diskrepanz vgl. Kap. V. — **) Die Versuche wurden mit dem Isotopengemisch Mg^{24}, Mg^{25}, Mg^{26} ausgeführt. Die Diskrepanz ist noch ungeklärt. Die Reaktionen 53 und 54 wurden zur Massenberechnung nicht benutzt; die angegebenen berechneten Werte deuten auf die Zuordnung der Reaktion 53 zu Mg^{25} und der Reaktion 54 zu Mg^{24} hin.

Tabelle I. (Fortsetzung).

Nr.	β-Zerfall	Q beob in TME	$\pm \Delta Q$ in TME	Q ber in TME	Literatur
1	$He_2^6 \rightarrow Li_3^6$	4,0	0,5		10
2	$Li_3^8 \rightarrow Be_4^8$	12,0		11,9	55
3	$B_5^{12} \rightarrow C_6^{12}$	13,9		13,9	55
4	$C_6^{11} \rightarrow B_5^{11}$	2,5		2,5	55
5	$N_7^{13} \rightarrow C_6^{13}$	2,63	0,1	2,5	55, 72
6	$N_7^{16} \rightarrow O_8^{16}$	7,0		7,0	55
7	$O_8^{15} \rightarrow N_7^{15}$	3,2		3,2	55
8	$F_9^{17} \rightarrow O_8^{17}$	3,7		3,2	72
9	$F_9^{20} \rightarrow Ne_{10}^{20}$	6,3		6,3	55
10	$Na_{11}^{22} \rightarrow Ne_{10}^{22}$			3,6	82
11	$Na_{11}^{24} \rightarrow Mg_{12}^{24}$	7,2		7,2	72
12	$Mg_{12}^{27} \rightarrow Al_{13}^{27}$	3,5		3,5	65
13	$Al_{13}^{28} \rightarrow Si_{14}^{28}$	3,5		3,5	80
14	$Si_{14}^{27} \rightarrow Al_{13}^{27}$	3,8		3,8	37
15	$Si_{14}^{31} \rightarrow P_{15}^{31}$	2,2			72
16	$P_{15}^{30} \rightarrow Si_{14}^{30}$	4,8		4,4	46
17	$P_{15}^{32} \rightarrow S_{16}^{32}$	2,3			4, 72

Uns scheint die Annahme einer geringen Instabilität deshalb vernünftig zu sein, weil sie eine Erklärung dafür an die Hand gibt, daß Be_4^8 in der Natur nicht vorkommt. Die von O. Hahn (61) angestellten mineralogischen Überlegungen erfahren dadurch eine wesentliche Ergänzung.

Die weitere Durchführung des Ausgleichverfahrens zur Ermittlung der Kernmassen soll hier nicht in extenso dargestellt werden; die Ergebnisse sind in Tabelle II zusammengestellt, wo sich auch die zugehörigen Massendefekte gegen eine Zerlegung in Protonen und Neutronen befinden. In Tabelle I sind neben den experimentellen Wärmetönungen die aus den ausgeglichenen Massenwerten folgenden angefügt, um ein Bild von der Zuverlässigkeit der neuen Werte zu geben. Die völlige Übereinstimmung bei den schwereren Kernen liegt allerdings einfach daran, daß es an Kontrollwerten fehlt, so daß fast alle empirischen Werte ohne weiteres miteinander verträglich sind.

Einige Besonderheiten erfordern eine nähere Betrachtung:

R 20. Ist der entstehende C_6^{13}-Kern mit 1,4 MV angeregt, so besteht Übereinstimmung. Es ist auch γ-Strahlung beobachtet, die bei dem Prozeß auftritt; ihre mittlere Quantenenergie beträgt allerdings 3,3 MV, was aber natürlich die Anwesenheit einer weicheren Komponente nicht ausschließt.

R 25, 31. Die Übereinstimmung ist hier mangelhaft, ohne daß es gelang, die Abweichung aufzuklären.

R 35. Stegmann (104) gibt 3 Wärmetönungen entsprechend 3 von ihm beobachteten *H*-Gruppen an: $(-0{,}41 \pm 0{,}23)$ MV, $(-0{,}95 \pm 0{,}23)$ MV und $(-1{,}6 \pm 0{,}22)$ MV[1]. Er deutet die erste als dem Grundzustande von O_8^{17}, die beiden anderen als angeregten Zuständen des gleichen Kerns entsprechend. Unsere Massen ergeben ausgezeichnete Übereinstimmung mit dem mittleren der 3 Werte. Deuten wir diesen als den O_8^{17}-Grundzustand, so kann der erste Wert gewiß nicht zu diesem Prozeß gehören. Dadurch wird der Gedanke nahe gelegt, ihn der einzig möglichen alternativen Reaktion

$$N_7^{15} + He_2^4 = O_8^{18} + H_1^1 - 0{,}0044$$

zuzuschreiben, womit $O_8^{18} = 18{,}0054 \pm 0{,}0004$ (Massendefekt: 148,6 TME) entsteht. Der Punkt paßt gut in die Fig. 1 hinein und deckt sich hinreichend mit dem bandenspektroskopischen Wert 18,0065. Gegen die Deutung spricht die Seltenheit von N_7^{13} ($N^{14}:N^{15} = 700:1$), so daß man einen rund 100mal größeren Wirkungsquerschnitt für die Umwandlung von N^{15} als für N^{14} fordern müßte.

R 45. Fowler, Delsasso und Lauritsen (55) geben an, daß sie neben der für die Berechnung der Wärmetönung benutzten Reichweitengruppe von Protonen von 2,5 MV noch eine zweite von etwa 4,7 MV beobachtet haben, die aber wahrscheinlich Verunreinigungen (Kohle) zuzuschreiben sei. Man kann also die Wärmetönung allenfalls auf 3,8 TME erhöhen, sicher aber nicht auf den angegebenen Wert 6,3. Daraus folgt, daß der erhaltene F_9^{20}-Kern mit 4,2 MV (bzw. 2,3 MV) angeregt ist. Über das

1) Die Werte stehen in Einklang mit älteren Messungen von Blackett; Maxel (64) erhält nur eine Gruppe mit $-1{,}3$ MV Wärmetönung, allerdings bei höheren Geschoßenergien.

Auftreten der γ-Strahlung liegen bisher keine experimentellen Erfahrungen vor.

R 48. Jaeckel (66) fand 3 Wärmetönungen $-0{,}7$ MV, $-2{,}5$ MV (nur eine Wilsonaufnahme) und $-5{,}3$ MV. Die letzte schreibt er einem angeregten Zustande von O^{17} zu, der allerdings anderweit nicht bekannt ist. Das beschossene Neon besteht zu 90 Proz. aus Ne^{20}, zu rund 10 Proz. aus Ne^{22}, während Ne^{21} nur in verschwindend kleiner Menge (0,6 Proz.) vorkommt. Die Häufigkeiten der oft beobachteten beiden

Tabelle II.

Atommassen aus Kernumwandlungen.

a) Massen aus Fig. 1a und 1b.

Atom Z		A	Masse des neutralen Atoms	Fehler $\times 10^4$	Massendefekt in TME
0	Nn	1	1,0089	1,3	—
1	H	1	1,00812	0,4	—
	D	2	2,0147	0,7	2,3
	T	3	3,0171	1,1	8,8
2	He	3	3,0174	3	7,7
		4	4,0040	1,5	30,0
		6	6,0209	6	30,9
3	Li	6	6,0169	2	34,1
		7	7,0180	2	41,9
		8	8,0200	2,5	48,8
4	Be	8	8,0081	3	59,9
		9	9,0153	4	61,6
		10	10,0168	5	69,1
5	B	10	10,0164	3	68,7
		11	11,0132	3	80,7
		12	12,0177	3	85,1
6	C	11	11,0157	3	77,4
		12	12,0038	2,5	98,2
		13	13,0075	3	103,4
7	N	13	13,0100	3,5	100,1
		14	14,0076	1,6	111,4
		15	15,0051	2	122,8
		16	16,0070	2	131,0
8	O	15	15,0083	2	118,8
		16	16,0000	Standard	136,0
		17	17,0045	1	140,4
9	F	17	17,0077	4	136,4
		19	19,0049		157,2
		20	20,0052		165,8
10	Ne	20	19,9989		171,3
		21	20,9989		180,2
		22	21,9989		189,1
11	Na	22	22,0025		184,7
		23	22,9955		200,6
		24	23,9971		207,9
12	Mg	24	23,9899		214,3
		25	24,9901		223,0
		26	25,9888		233,2
		27	26,9900		240,9
13	Al	27	26,9865		243,6
		28	27,9874		251,6
14	Si	27	26,9903		239,8
		28	27,9839		255,1
		30	29,9802		275,8
15	P	30	29,9846		270,6

b) Massen aus Fig. 1c.
(nur stabile Kerne aufgeführt).

Atom Z_2		A	Masse des neutralen Atoms	Massendefekt in TME
14	Si	28	27,983	255
		29	28,984	263
		30	29,985	271
15	P	31	30,979	285
16	S	32	31,976	299
		33	32,975	306
		34	33,974	316
17	Cl	35	34,974	324
		37	36,972	345
18	A	36	35,971	335
		38	37,967	357
		40	39,966	376
19	K	39	38,965	367
		41	40,962	388
20	Ca	40	39,963	377
		42	41,956	402
		43	42,957	410
		44	43,956	420
21	Sc	45	44,952	432
22	Ti	46	45,947	445

Gruppen verhalten sich etwa wie 7:1 ($-0{,}7$ MV die häufigere Gruppe). Die Deutung

$$Ne_{10}^{21} + Nn_0^1 = O_8^{18} + He_2^4 - 0{,}0027$$
$$Ne_{10}^{22} + Nn_0^1 = O_8^{19} + He_2^4 - 0{,}0057$$

scheint uns die beste zu sein; sie ergibt die Werte

$O_8^{18} = 18{,}0065$, Massendefekt 147,5 TME,
$O_8^{19} = 19{,}0095$, Massendefekt 153,4 TME.

Der so bestimmte Wert von O^{18} paßt gut zu den oben diskutierten; über das Auftreten von O_8^{19} läßt sich wenig sagen. Eine Entscheidung wäre hier jedoch leicht durch Beobachtung evtl. auftretender Radioaktivität zu fällen.

R 53, 54. Die Reaktionen wurden dem Mg^{24} zugeschrieben als dem häufigsten Isotop. Für Mg^{25} würde man eine Wärmetönung von 1,4 TME erhalten, die in guter Übereinstimmung steht mit dem von Duncanson und Miller (41) gefundenen Wert. Ob Mg^{26} mit herangezogen werden darf, bleibt fraglich, da die Masse des Endproduktes Al^{29} nicht bekannt ist.

§ 3. Die massenspektroskopischen Werte.

An massenspektroskopischen Werten haben wir in § 2 nur die neuesten revidierten Werte von Aston zugrunde gelegt. Um das umfangreiche ältere Material benutzen zu können, nehmen wir an, daß bei den früheren Messungen Fehler allein dadurch entstanden sind, daß die beobachteten Massen nicht an die richtigen Massen von *H*, *C* usw. angeschlossen wurden,

sondern an die früher von Aston angenommenen Werte $H = 1{,}00778$ und $C = 12{,}0036$. Auf Grund dieser Annahme wurde eine Reduktion der in Astons Buch angegebenen Kernmassen vorgenommen, soweit sie hier für uns von Interesse sind. Zur Erläuterung ist ein kurzes Eingehen auf die Astonsche Methode erforderlich.

a) Einfache Koinzidenzmethode: Im Massenspektrum liegen 2 Linien sehr nahe beisammen, deren eine einer bekannten, deren andere der unbekannten Masse entspricht. Beispiel: Si^{+++} und F^{++} fallen ziemlich zusammen. Auf diese Weise wurde von Aston die Masse von Si an die von Fluor angeschlossen. In die Berechnung der Masse gehen hier Dublettabstand und Dispersion ein; für beide ist aber keine Präzisionsmessung erforderlich. Die Ausreduktion ist hier fast trivial.

b) Gabelungsmethode (bracketing method): 2 Systeme werden auf die gleiche Platte übereinander photographiert, so daß die gesuchte Masse x mit einer bekannten Masse a ein enges Dublett bildet. Sind die beiden Dispersionskonstanten α und β, so kann man den Dublettabstand $\alpha x - \beta a = A$ ausmessen. Ferner wird auf einer anderen Platte mit zwei neuen Dispersionskonstanten α' und β', für die aber $\alpha'/\beta' = \alpha/\beta$ genau erfüllt ist, das Dublett zweier Massen b und c aufgenommen, die entweder bekannt sind oder auch x enthalten. Man mißt jetzt die Dublettaufspaltung $\alpha' b - \beta' c = B$. Nennen wir noch $\beta/\alpha = \gamma$, so haben wir in $A' = x - \gamma a$, $B' = b - \gamma c$ die Konstanten A' und B', die klein sind gegen die Massen selbst, nicht mit hoher Präzision zu bestimmen, um die Größen γ und x sehr genau zu gewinnen. Die neue Reduktion der Astonschen Werte setzt voraus, daß die Konstanten A' und B' in den ursprünglichen Arbeiten richtig aus den Feldstärken bestimmt wurden. Es ergeben sich dann die Werte, die in Tabelle III zusammengestellt sind. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung mit den kernchemisch bestimmten Massen im allgemeinen mäßig.

Tabelle III.

Reduktion der Astonschen Massen.

Element		Bestimmung der Atommasse nach Aston			Atommasse aus Zertrümmerung	Diff. TME
Z	A	aus	alter Wert	reduzierter Wert		
9 F	19	$F : C_2 \approx C : CH_3$	19,0000	18,9991	19,0049	$-$ 5,8
14 Si	28	$F^{++} \approx Si^{+++}$	27,9818	27,9894	27,9839	$+$ 5,5
15 P	31	$P : CO \approx PH_3 : P$	30,9825	30,9835	30,979	$+$ 4,5
17 Cl	35	$CO : Cl \approx Cl : CO_2$	34,983	34,983	34,974	$+$ 9
17 Cl	37	$CO : Cl \approx C : O$	36,980	36,980	36,972	$+$ 8
18 A	36	$A^{36} : A^{40} \approx A^{40} : CO_2$	35,976	35,981	35,971	$+$ 10
18 A	40	$A^{40++} : O \approx CH_2 : C$	39,971	39,974	39,966	$+$ 8
80 Hg	198	$Hg^{+++} : CO_2 \approx Hg^{++} : Hg^{+++}$	198,016	198,017	—	—

§ 4. Diskussion.

Die Ergebnisse unseres Ausgleichverfahrens sind in Fig. 1a—c aufgezeichnet in der zuerst von Euler vorgeschlagenen Form. Dabei ist nach links der Überschuß der Neutronenzahl N über die Protonenzahl Z im Kern, nach unten der Massendefekt in TME aufgetragen. Die Linien verbinden jeweils Punkte mit gleicher Neutronenzahl (Isotonen) bzw. gleicher Protonenzahl (Isotopen) untereinander. Da jeweils nach Anlagerung von zwei Teilchen eine Schale abgeschlossen ist, sollen diese Linien das folgende Verhalten zeigen (53, 110). In erster Näherung sollen sie gebrochene Streckenzüge sein, die bei jedem zweiten Kern umknicken (z. B. die Isotopenlinie C bei $C^{10} - C^{12} - C^{14}$ usw., die Isotonenlinie $N = 6$ bei $Be^{10} - C^{12} - O^{14}$ usw.); in zweiter Näherung sollen die zwischen den Knickstellen gelegenen Punkte infolge der Anziehung zwischen zwei gleichen Teilchen derselben Schale etwas kleineren Massendefekt aufweisen als den aus dieser Interpolation erhaltenen. Der erste Teil der Figur (bis Sauerstoff) ist größtenteils bereits in den von Weizsäcker (110) veröffentlichten Figuren auf Grund der Betheschen Werte enthalten; die beiden anderen Teile 1b und c enthalten die Fortsetzungen, soweit diese heute möglich sind. Bis Si^{30} (Fig. 1b) läßt sich die Darstellung auf Grund von Kernreaktionen und β-Zerfällen noch einwandfrei durchführen; darüber hinaus ist die Konstruktion in Fig. 1c versucht worden. Dieser dritte Teil des Diagramms ist noch als sehr unsicher zu betrachten, wie man schon aus der geringen Zahl der benutzbaren Zahlenangaben erkennt, die durch gestrichelte Linien eingetragen sind. Es handelt sich dabei, abgesehen von nur zwei Reaktionen (R 60 und R 61), meist um β-Zerfäle. Daß A^{40} und K^{40} etwa auf gleicher Höhe liegen, folgt daraus,

daß A^{40} als stabiles Isotop sicher nicht höher als K^{40} liegt, umgekehrt K^{40} aber in Ca^{40} und nicht in A^{40} zerfällt, also auch nicht höher als A^{40} liegen kann[1]).

Die beiden Verbindungslinien $Cl^{35} - Cl^{37}$ und $A^{36} - A^{40}$ entsprechen den Massendefektdifferenzen dieser Kernpaare, wie sie aus Astons Werten folgen. Trotz der im vorigen Paragraphen gefundenen schlechten Übereinstimmung massenspektroskopischer Werte mit den kernchemischen scheint uns dieser Schluß gestattet, der keine Aussagen über den Absolutwert der Massendefekte enthält.

Endlich wurde noch versucht, dem Diagramm eine rechnerische Stütze zu geben. Die Arbeiten von Weizsäcker (110) und Flügge (54), in denen der Massendefekt des Atomkerns aus 3 Teilen zusammengesetzt wird, nämlich der Volumenenergie, Oberflächenenergie und Coulombenergie, ergeben folgende Abschätzungsformeln für die Massendefekte der Kerne mit $N = Z$:

$$\frac{E}{A} = \alpha - \beta Z^{2/3} - \gamma Z^{-2/3} \text{ für leichte Kerne,}$$

$$\frac{E}{A} = \alpha - \beta Z^{2/3} - \gamma Z^{-1/3} \text{ für schwere Kerne.}$$

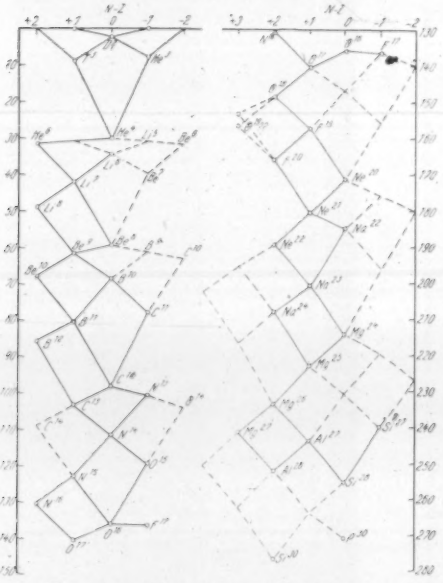

Fig. 1a, b. Massendefekte der leichten Kerne.

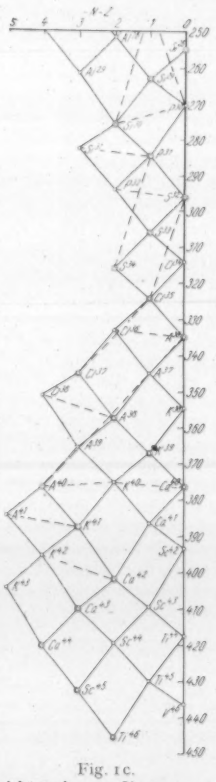

Fig. 1c. Massendefekte schwerer Kerne von *Si* bis *Sc*.

Beide Formeln wurden vereinigt zu der Faustformel:

$$\frac{E}{A} = \alpha - \beta Z^{2/3} - \gamma \left(\frac{Z_0 + Z}{Z^2}\right)^{1/3}.$$

Die 4 Konstanten wurden so bestimmt, daß sich im empirisch gesicherten Bereich möglichst gute Übereinstimmung ergab und dann extrapolierte Werte für größere Z berechnet. Die Abweichung der Konstruktion gegen die so bestimmten

1) Infolge des Eingehens der Elektronenmasse und des Unterschiedes zwischen Proton- und Neutronmasse in die β-Zerfälle brauchen die beiden isobaren Kerne nicht exakt den gleichen Massendefekt zu haben (was unendlich unwahrscheinlich wäre). Liegt der Kern mit größerem Z um 0,8 bis 1,9 TME höher als der mit kleinerem Z, so sind beide gleichzeitig stabil.

Werte erreicht maximal 13 TME beim Ti_{22}^{44} (−404 statt −417 zeichnerisch, d. h. 3 Proz. Fehler). Für einen Kern der Masse 200 und der Ladung 100 ergibt sich aus der Formel etwa 1815 TME als Massendefekt; das deckt sich einigermaßen mit dem massenspektroskopischen Wert, der für Hg_{80}^{200} rund 1700 TME ergibt.

Wenn dieser letzte Teil des Diagramms auch noch große Unsicherheiten enthält, so schien es doch nicht zwecklos, ihn unserer Arbeit einzufügen. Während Fig. 1a und b über das gesicherte Material berichten, möchten wir Fig. 1c gleichsam als Programm künftiger Arbeit gewertet wissen. Sie gestattet einen Überblick darüber zu gewinnen, wie groß für bestimmte Reaktionen die auftretende Wärmetönung wird, ob es also Sinn hat, bestimmte Experimente anzustellen oder nicht.

Es seien noch einige Einzelfolgerungen über Stabilitätsfragen angeschlossen. Der Abstand zweier Kerne, die sich um ein α-Teilchen unterscheiden, muß in unserem Diagramm > 30 sein, damit Stabilität gegen α-Zerfall besteht. Diese Bedingung ist auch überall erfüllt mit Ausnahme des bereits oben diskutierten Be_4^8. Die tiefe Lage von O_8^{16}, die zu einer Anomalie der Viereckskonstruktion führt, erweckt den Eindruck, als ob an einem reinen α-Teilchenmodell viel Wahres sei; eine Kombination von 4 α-Teilchen zu einem Tetraeder wäre dann sicher eine besonders stabile Konfiguration. Eine solche Vorstellung läßt sich aber quantitativ kaum bestätigen.

Ellis und Henderson (46) haben versucht, die Masse des Neutrino (m) aus dem Dreieck $Al^{27} - Si^{30} - P^{30}$ unserer Figur zu bestimmen. Aus den beiden Reaktionsgleichungen

$$Al_{13}^{27} + He_2^4 = Si_{14}^{30} + H_1^1 + 0{,}0022$$
$$Al_{13}^{27} + He_2^4 = P_{15}^{30} + Nn_0^1 - 0{,}0022$$

folgt durch Differenzbildung $P_{15}^{30} - Si_{14}^{30} = 0{,}0036$. Andererseits folgt aus der Beobachtung der oberen Grenze des β-Spektrums für eben diese Differenz unmittelbar $0{,}0043 + m$, woraus sich das unsinnige Resultat $m = -0{,}0007$ ergeben würde. Die Betrachtung ist aber gegenstandslos infolge der erheblichen Fehlergrenzen, die allein schon für die Neutronenenergie aus der Arbeit von Jaeckel (66) folgen und die größer sind als die Diskrepanz mit $m = 0$.

Zwei analoge Reaktionstripel können bei einer Steigerung der Beobachtungsgenauigkeit in gleicher Weise benutzt werden. Es sind

$$Li_3^7 + D_1^2 = Li_3^8 + H_1^1 + 0{,}0046 \pm 0{,}0001$$
$$Li_3^7 + D_1^2 = Be_4^8 + Nn_0^1 + 0{,}0153 \pm 0{,}0005$$
$$Li_3^8 - Be_4^8 = 0{,}0114 + m$$

mit dem Ergebnis $m = +0{,}0001 \pm 0{,}0006$, und

$$C_5^{12} + D_1^2 = C_6^{13} + H_1^1 + 0{,}0028 \pm 0{,}0001$$
$$C_6^{12} + D_1^2 = N_7^{13} + Nn_0^1 - 0{,}0001 \pm 0{,}0005$$

mit dem Ergebnis $m = 0{,}0000 \pm 0{,}0006$.

§ 5. Schwerste Kerne.

Es liegt nahe, im Gebiet der natürlich radioaktiven Kerne ebenfalls die Durchführung der Eulerschen Konstruktion zu versuchen. In

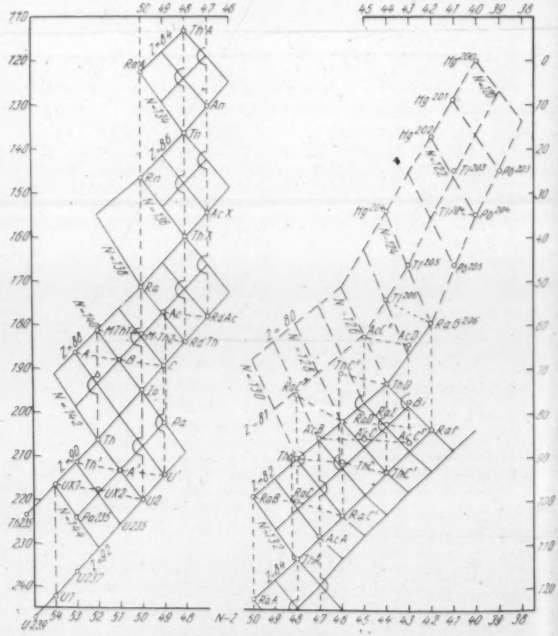

Fig. 2. Massendefekte der schwersten Kerne (natürliche α- und β-Strahler).

Fig. 2 ist dies Programm durchgeführt. Man sieht in dieser Figur deutlich den Beginn der α-Aktivität ausgeprägt. Bei der Neutronenzahl $N = 126$

„knickt" die Viereckskonstruktion plötzlich um: die Vierecke sind jetzt niedriger als 30 TME, und zwar sofort erheblich niedriger, da ja die α-Emission gleich mit Energien von mehreren MV einsetzt. Es liegt nahe, dies plötzliche Umknicken in Verbindung zu bringen mit einer Auffüllung innerer Schalen, ähnlich wie bei den seltenen Erden in der Elektronenhülle. Auf ein solches Phänomen scheint auch die auffällige Anomalie bei *ThC''* hinzudeuten; während die Idee der Zweierschalen erwarten läßt, daß der Punkt *ThC''* etwas über dem Schnittpunkt der zugehörigen Isotope und Isotone liegt, fällt er ganz unzweideutig tiefer. Die Viereckskonstruktion ist an dieser Stelle offenbar sinnlos, und das kann nichts anderes bedeuten, als eben ein solches Auffüllen einer inneren Schale.

Die von Hahn und Meitner (62) sowie von I. Curie, H. v. Halban und P. Preiswerk (36) durch Neutronenbeschuß von Thorium künstlich erzeugten Elemente der vierten radioaktiven Reihe, die in der Natur nicht vorkommt, sind in das Diagramm eingezeichnet (Kerne mit

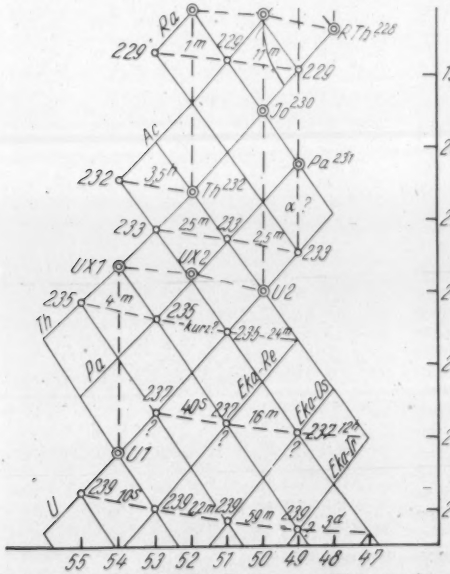

Fig. 3. Massendefekte der Transurane. Die angegebenen Ordinaten sind nur eine rohe Extrapolation aus dem quantitativ bekannten Bereich.

$A = 229$ und 233). Eine Fortsetzung der Figur über $Z = 92$ hinaus ist in Fig. 3 versucht, die jedoch nur zu qualitativer Orientierung geeignet ist.

Da man den Massendefekt der Quecksilberisotope recht genau aus den Astonschen Messungen und den Atomgewichtsbestimmungen kennt, kann man die Massendefekte und damit die genauen Atomgewichte der radioaktiven Elemente aus unserer Figur ablesen. Der Nullpunkt unserer Skala entspricht 1700 TME. Als Beispiel sei die Berechnung der Masse von Ra_{88}^{226} skizziert: Der Massendefekt folgt aus der Figur zu $1700 + 172 = 1872$ TME. Die Masse der konstituierenden Neutronen und Protonen ist $88 \cdot 1{,}00812 + 138 \cdot 1{,}0089 = 227{,}943$. Die Masse, bezogen auf $O^{16} = 16$ ist also: $227{,}943 - 1{,}872 = 226{,}071$.

§ 6. Vergleich mit chemischen Atomgewichten. Kalium.

Bei einer Reihe von Elementen sind wir in der Lage, die erhaltenen Massen mit den chemisch bestimmten Atomgewichten zu vergleichen. Hierbei müssen wir berücksichtigen, daß das chemische Atomgewicht bezogen wird auf das Isotopengemisch O^{16}, O^{17}, $O^{18} = 16$, so daß die chemischen Zahlen um 0,025 Proz. kleiner sind als die physikalischen. Ein Vergleich ist möglich

1. bei allen einfachen Elementen, und
2. bei *K* und *Ca*, wo neuere, sehr genaue Bestimmungen der relativen Häufigkeiten der Isotope vorliegen (23, 89).

Diese Elemente sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Tabelle IV.

Element	Chemisches Atomgewicht	Atomgewicht aus Tabelle II und Häufigkeit
4 *Be* 9	9,02	9,013
9 *F* 19	19,00 oder 19,01	19,000
11 *Na* 23	22,997	22,990
13 *Al* 27	26,97	26,980
15 *P* 31	31,02 oder 30,98	30,972
19 *K*	39,096	39,090
20 *Ca*	40,07	40,066

Eine nähere Diskussion erfordert das Kalium. Hier sind die beiden stabilen Isotope 39 und 41 bekannt; nach den neuesten massenspektroskopischen Messungen von Nier (89), die wir im folgenden zugrunde legen, ist ihr Häufigkeitsverhältnis $13{,}96 \pm 0{,}1$. Außerdem findet er eine

schwache Linie bei der Masse 40, die etwa 8600 mal schwächer ist als die bei 39. Diese Linie kann er eindeutig dem K-Isotop 40 zuordnen, wonach sich als Zusammensetzung ergibt:

$$K^{39}: 93{,}30 \text{ Proz.} \qquad K^{40}: 0{,}0116 \text{ Proz.}$$
$$K^{41}: 6{,}69 \text{ Proz.}$$

K^{42} und K^{43} wurden nicht gefunden; die obere Grenze ihrer relativen Häufigkeit ist $7 \cdot 10^{-4}$ Proz. Das Atomgewicht von K folgt hieraus zu 39,090, also etwas kleiner als der chemisch gewonnene Wert.

Kalium zeigt bekanntlich eine schwache natürliche Aktivität. Es liegt nahe, sie dem Isotop 40 zuzuschreiben; aus dessen Häufigkeit findet man dann für die Halbwertszeit etwa $1{,}7 \cdot 10^9$ Jahre. Daß sicher nicht K^{42} die Aktivität verursacht, konnte von Hevesy nachgewiesen werden, da bei der Kernreaktion

$$Sc_{21}^{45} + Nn_0^1 = K_{19}^{42} + He_2^4$$

das entstehende K^{42} mit einer Halbwertszeit von 16 h zerfällt. Die gleiche Halbwertszeit fand Fermi bei der Beschießung von Kalium mit Neutronen; sie gehört offenbar zu dem Prozeß

$$K_{19}^{41} + Nn_0^1 = K_{19}^{42}.$$

Man darf wohl erwarten, daß der Prozeß

$$K_{19}^{39} + Nn_0^1 = K_{19}^{40}$$

etwa mit gleicher Wahrscheinlichkeit, entsprechend dem Häufigkeitsverhältnis der beiden Isotope also, rund 14mal so häufig auftritt wie der erste; tatsächlich wird nur eine Zerfallszeit gefunden, so daß man schließen muß, daß K^{40}, wenn überhaupt, doch sehr langsam zerfällt, also wie die natürliche Aktivität.

Mit Sicherheit kann die Frage entschieden werden aus Versuchen, die Biltz und Ziegert (9) schon vor längerer Zeit durchgeführt haben, um durch Anreicherung des schwereren Isotops zu entscheiden, welchem man die Aktivität zuschreiben muß. Sie fanden eine Zunahme der Aktivität um $(4{,}2 \pm 0{,}8)$ Proz. bei der schwereren Fraktion vom Atomgewicht 39,109. Nimmt man 39,090 (Zertrümmerungswert) als natürliches Atomgewicht, so ist in der schweren Fraktion eine Anreicherung von K^{41} um $+11{,}4$ Proz., von K^{40} um $+6{,}4$ Proz. und von K^{39} um $-1{,}0$ Proz. ihrer ursprünglichen Häufigkeit eingetreten. Legt man den chemischen Wert 39,096 zugrunde, so werden die Zahlen für K^{41} $+9{,}0$ Proz., für K^{40} $+4{,}1$ Proz. und für K^{39} $-0{,}7$ Proz. Der Vergleich mit der Zunahme der Aktivität zeigt deutlich, daß nur die Zuordnung zum Isotop 40 möglich ist.

II. Neutronen.

§ 1. Methodisches.

Bei den Experimenten über Kernumwandlung unter Neutronenbeschuß hat sich in der Berichtszeit vor allem herausgestellt, daß ein grundlegender Unterschied besteht zwischen den Wirkungen schneller und langsamer Neutronen[1]). Das ist theoretisch leicht verständlich, weil ja die Verweilzeit eines durch einen Kern hindurchgeschossenen Neutrons dort proportional $1/v$ ist. Der Wirkungsquerschnitt, sei es für elastische Streuung, sei es für Absorption (Einfangung), muß daher immer diesen Faktor $1/v$ enthalten. Hinzu tritt ein durch die speziellen quantenmechanischen Eigenschaften des Systems bedingter zweiter Faktor, der die Wahrscheinlichkeit angibt, daß ein im Kern befindliches Neutron eine Richtungsablenkung oder Einfangung erfährt.

Zur Beobachtung der Neutronen bedient man sich dreier Methoden:

a) Indikatormethode: Die Neutronen fallen auf eine Folie eines geeigneten „Detektormaterials" (z. B. Ag, Rh, J), das unter Neutronenbeschuß aktiviert wird, bei Ag entsprechend der Reaktionsgleichung

$$Ag_{47}^{107} + Nn_0^1 \to {}^*Ag_{47}^{108}; \quad {}^*Ag_{47}^{108} \to Cd_{47}^{108} + \varepsilon^-.$$

Die Aktivität kann in der üblichen Weise mit einem Zählrohr oder einer Ionisationskammer gemessen werden (11).

b) Ionisationskammer: Man kleidet eine Ionisationskammer mit einem Li- oder Borbelag aus. Die auftreffenden Neutronen lösen dann die Reaktionen aus:

$$Li_3^6 + Nn_0^1 = T_1^3 + He_2^4; \quad B_5^{10} + Nn_0^1 = Li_3^7 + He_2^4.$$

Die auftretenden α-Teilchen und Tritonen können unmittelbar durch ihre Ionisation beobachtet werden (11).

c) Auslösung von γ-Strahlen: Lea (77) und Fleischmann (51) lassen die Neutronen auf eine geeignete Materieschicht, z. B. Paraffin, auftreffen und beobachten die aus der Schicht austretenden γ-Strahlen, die bei Anwendung von Paraffinschichten, z. B. der Reaktionsgleichung, entsprechen

$$Nn_0^1 + H_1^1 \to D_1^2 + \gamma.$$

Die Ausbeute solcher Reaktionen ist nur für langsame Neutronen merklich.

Als Neutronenquelle dienen Präparate von Be, B oder F, die sich gemeinsam mit einem

1) Langsame Neutronen heißen solche, die nicht mehr durch aus Paraffin ausgelöste Protonen nachgewiesen werden können; ihre Energien sind $< 10^5$ eV.

α-Teilchen emittierenden Körper (*Rn*, *Po*) in einem Röhrchen eingeschlossen befinden. Die von solchen Präparaten ausgesandten Neutronen haben kinetische Energien von einigen MV. Läßt man solche „schnellen" Neutronen durch eine Paraffinschicht hindurchgehen, so werden die meisten Neutronen elastisch gestreut und nur wenige absorbiert. Von den elastischen Stößen sind rund die Hälfte solche an Protonen. Bei jedem solchen Streuvorgang gibt ein Neutron im Mittel die Hälfte seiner Energie an das Proton ab (112) und ändert seine Richtung. Macht man nun die Schicht etwa 10 cm dick, so bleiben alle ausgelösten Sekundärprotonen in der Schicht stecken und jedes Neutron erfährt durchschnittlich einige 20 Stöße, so daß die Geschwindigkeit der meisten die Schicht verlassenden Neutronen von der Größenordnung der thermischen Geschwindigkeit ($^1/_{40}$ Volt bei 300° K) der Protonen im Paraffin ist.

Dunning und Mitarb. (44) haben zuerst direkte Messungen der Neutronengeschwindigkeiten angestellt nach einem ähnlichen Prinzip, wie es früher schon von Stern zur Geschwindigkeitsmessung an Molekularstrahlen angewandt worden ist. Bei ihrer Anordnung befinden sich 2 Scheiben, die abwechselnd in für Neutronen durchlässige und Neutronen absorbierende Sektoren (*Cd*-Filter) eingeteilt sind, dicht hintereinander auf einer Achse; die erste Scheibe rotiert mit bekannter Geschwindigkeit, die zweite ruht. Dann können Neutronen das System immer nur passieren, wenn sich 2 durchlässige Sektoren überdecken. In 54 cm Abstand befindet sich ein zweites, genau gleiches Scheibensystem auf derselben Achse; die hintere Scheibe rotiert synchron und mit gleicher Phase, die vordere steht fest. Die vorn eingetretenen Neutronen werden nur dann von diesem zweiten Scheibenpaar nicht absorbiert, wenn sie dies System in dem Augenblick erreichen, wo die nächste Koinzidenz zweier durchlässiger Sektoren stattfindet. Man beobachtet demnach die Anzahl der das System ungehindert passierenden Neutronen als Funktion der Rotationsgeschwindigkeit und damit der kinetischen Energie der Neutronen. Derartige Messungen haben gezeigt, daß man innerhalb der allerdings ziemlich großen Fehlergrenzen mit Paraffinschichten von etwa 10 cm Stärke eine Maxwellverteilung erhält, deren Maximum bei rund (2500 ± 250) m/sec liegt. Aus

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT$$

folgt bei Zimmertemperatur 2700 m/sec in guter Übereinstimmung hiermit. Allerdings ist die Verteilung durch eine zu große Zahl schneller Neutronen verzerrt. Rasetti und Mitarb. (96) konnten noch mehrere Neutronengruppen bis zu 140 Volt aufwärts beobachten, die offenbar davon herrühren, daß die Paraffinschicht nicht dick genug ist, um die Einstellung eines vollständigen thermischen Gleichgewichts herbeizuführen. Die Anzahl der stattfindenden Stöße reicht also offenbar gerade hin, um die Mehrzahl der Neutronen auf thermische Geschwindigkeit zu bringen; das ergibt etwa 20 Stöße und damit eine freie Weglänge von rund 4 mm in Übereinstimmung mit anderen Messungen. Die Benutzung eines dickeren Paraffinpanzers würde zwar diese Abweichungen von der Maxwellschen Verteilung beseitigen, aber infolge von Absorption zu kleine Neutronenausbeuten geben.

§ 2. Ergebnisse mit schnellen Neutronen.

Mißt man nach einer der drei oben aufgeführten Methoden die Schwächung des Neutronenstroms in einer Materieschicht und untersucht gleichzeitig diese Schicht selbst auf ihre etwaige Aktivierung, so kann man Streuquerschnitt und Absorptionsquerschnitt experimentell trennen. Dabei findet man, daß in vielen Fällen rund 90 Proz. des Gesamtquerschnitts von elastischen Stößen und der Rest von Einfangprozessen herrührt (43). Für sehr viele Elemente ist der Gesamtquerschnitt gemessen, der etwa wie die geometrischen Kernquerschnitte mit dem Atomgewicht ansteigt (d. h. wie $A^{2/3}$), ohne Singularitäten zu zeigen (Fig. 5, untere Hälfte). Dieser glatte Verlauf der Kurve ist aber möglicherweise nur vorgetäuscht durch die sehr unscharfe Definition der benutzten Neutronengeschwindigkeit [Fay (47)].

Zur getrennten Beobachtung der elastischen Stöße hat man auch das gleiche Prinzip angewandt, das im Cavendish schon 1920 zur Beobachtung der anomalen Streuung von α-Teilchen entwickelt worden ist (Fig. 4). Man streut

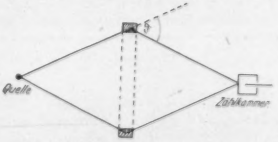

Fig. 4. Schema der Versuchsanordnung für Streumessungen.

die von einer Quelle ausgehenden Teilchen an einem ringförmigen Versuchskörper und beobachtet mit irgendeiner Zählvorrichtung die unter einem bestimmten Winkel abgelenkten Teilchen. Solche Beobachtungen wurden von Dunning (42, 43) an *H* (Paraffin), *C*, *Cu* und

Pb angestellt und ergaben im Schwerpunktssystem kugelsymmetrische Richtungsverteilung. Das bedeutet, wenn der streuende Kern durch einen Potentialtopf schematisiert werden darf, daß dieser Topf sehr tief ist, verglichen mit der kinetischen Energie der Neutronen. Theoretische Betrachtungen [Bethe, van Vleck (7. 106)] ergeben für die Tiefe rund 50 MV, so daß hier Theorie und Experiment gut in Einklang sind[1]).

§ 3. Absorption und Streuung langsamer Neutronen.

Es liegen bisher zahlreiche Wirkungsquerschnittsmessungen vor. Meist ist aus der Schwächung des durch eine Schicht hindurchgehenden Neutronenstromes nur die Summe aus Streu- und Einfangquerschnitt experimentell bekannt. In einer Reihe von Fällen wurde die Zahl der rückwärts aus der Schicht wieder austretenden Neutronen in Abhängigkeit von der Schichtdicke durch Aktivierung einer Silberfolie beobachtet und daraus auf den Querschnitt der elastischen Streuung allein geschlossen. Die Ergebnisse von Dunning und Mitarb. für den Gesamtquerschnitt sind in Fig. 5 (obere Hälfte) zusammengestellt. Dabei ist allerdings zu beachten, daß die Querschnitte mit Paraffinneutronen, also einem Gemisch sehr verschiedener Geschwindigkeiten, von $^1/_{40}$ bis zu 300 eV gewonnen sind.

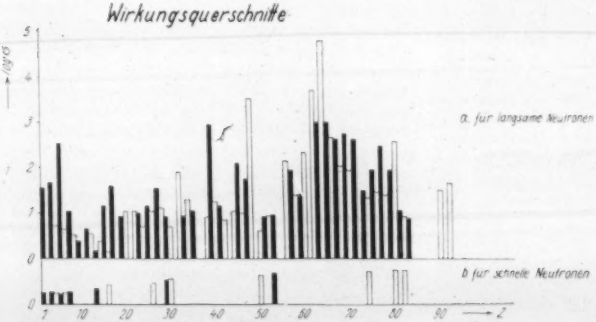

Fig. 5. Beobachtungsergebnisse von Dunning und Mitarbeitern. Streuquerschnitt und Absorptionsquerschnitt sind nicht getrennt. Schwarz: ungerade, weiß: gerade Z.

Die Kurve unterscheidet sich auffällig von den Messungen für schnelle Neutronen durch die zahlreichen, außerordentlich hohen und scharfen Resonanzstellen. Der Gedanke, diese Resonanzen im Sinne eines „umgekehrten" Ramsauereffekts für langsame Neutronen zu deuten, liegt sehr nahe und ist ausführlich von Bethe behandelt worden. Man muß hierzu das Verhalten der Eigenfunktion und dazu dasjenige des streuenden Potentialfeldes im Kerninnern kennen, da eine Resonanz stets dann eintritt, wenn die Eigenfunktion an der Kernoberfläche einen Schwingungsbauch hat. Bethe und van Vleck haben verschiedene theoretische Überlegungen angestellt, um die Tiefe des streuenden Potentialtopfes abzuschätzen. Man erhält danach nur 2 Resonanzstellen für s-Terme ($l = 0$) über das ganze periodische System und kann berechnen, daß höhere Terme ($l \geqq 1$) nur sehr viel kleinere Beiträge liefern würden. Diese geringe Zahl der Resonanzstellen steht in Widerspruch zum experimentellen Befund.

Ein zweiter Widerspruch dieser naheliegenden Theorien zu den Experimenten zeigt sich in dem Verhältnis des Streukoeffizienten zum Absorptionskoeffizienten. Während die Theorie (in Übereinstimmung mit den Experimenten bei schnellen Neutronen) stets einen größeren Streu- als Absorptionsquerschnitt fordert, zeigen die Experimente von Dunning, Mitchell, Murphy, Whittaker u. a. (42, 84) das genaue Gegenteil für langsame Neutronen.

An diesen letzten Widerspruch hat Bohr (12) die Bemerkung geknüpft, daß die Verweilzeit eines gestreuten Neutrons im Kerninnern sicher sehr viel größer ist, als sie sein würde, wenn das Neutron mit der Geschwindigkeit seines Anfangs- oder Endzustandes durch den Kern hindurchfliegt. Dann wird sofort verständlich, daß das Einkörpermodell versagen muß; denn bei einer so langen Aufenthaltsdauer im Atomkern muß sich die überschüssige Energie des Neutrons bald auf alle Teilchen des Kerns verteilen. Damit das eingedrungene Neutron den Kern wieder verlassen kann, ist es nötig, daß diese Energie von den anderen Teilchen wieder auf ein

1) Der Wert 50 MV ist größer als die in den zitierten Arbeiten angegebenen. Er entspricht den neuesten (Dolchschen) Werten der Konstanten des Kraftgesetzes zwischen Neutron und Proton. Die Berechnung wurde durchgeführt unter einer geringen Modifikation des van Vleckschen Ansatzes (Oszillatorpotential statt Potentialkasten). Die neuesten Ergebnisse über die Kräfte zwischen gleichen Teilchen sind dabei noch nicht berücksichtigt. Vgl. auch IV, 2.

geeignetes Neutron konzentriert wird. Da dieser Prozeß dem zweiten Hauptsatz zuwiderläuft, wird er mit zunehmender Zahl der möglichen Zustände rasch sehr unwahrscheinlich. Man braucht also nur eine größere Zahl von angeregten Zuständen des Kerns anzunehmen, die ohne Ausstrahlung ineinander übergehen, um den Streuquerschnitt beliebig klein zu machen, ohne den Absorptionsquerschnitt zu vermindern.

Eine quantitative Erfassung dieser Gedankengänge ist schwierig und bisher nur teilweise in einer Arbeit von Breit und Wigner (22) versucht. In dieser Arbeit werden auf Grund des Bohrschen Gedankenganges die Resonanzstellen erklärt unter der Voraussetzung, daß es 3 Zustände des Gesamtsystems aus Kern und stoßendem Neutron gibt, nämlich:

1. Das Neutron befindet sich außerhalb des Kerns. Dieser Zustand läßt sich im Sinne des Einkörpermodells beschreiben als ein solcher, bei dem das Neutron eine ebene Welle positiver kinetischer Energie darstellt.
2. Es gibt einen Zwischenzustand („Resonanzniveau"), bei dem sich das Neutron im Kerninnern aufhält. Dieser Zustand ist nicht mehr durch das Einkörpermodell zu beschreiben[1]) und kann als ein angeregter Zustand desjenigen Kerns aufgefaßt werden, der ein Neutron mehr enthält als der Ausgangskern. Sein Energieinhalt ist gleich dem des vorher vorhandenen Systems. Er hat eine endliche Lebensdauer, da sowohl die Möglichkeit besteht, daß nach Ablauf der Zeit τ_s der Anfangszustand wieder hergestellt wird, was wir als Streuung bezeichnen, als auch die Möglichkeit nach einer Zeit τ_a folgenden Zustand zu erreichen:
3. Der neue, schwerere Kern befindet sich in seinem Grundzustande, den er unter Emission eines Lichtquants erreicht. Aus der Schärfe der bei solchen Einfangprozessen emittierten γ-Strahlen kann man rohe Schlüsse auf die Lebensdauer τ_a ziehen.

Führen wir die Abkürzungen ein

$$\Gamma_s = \frac{1}{4\pi\tau_s}, \quad \Gamma_a = \frac{1}{4\pi\tau_a} \text{ (Breite des Niveaus)}$$

und sind E die Stoßenergie im Schwerpunktssystem und E_0 die Lage des Zwischenzustandes, so müssen die Wirkungsquerschnitte nach bekannten Formeln der Strahlungstheorie werden: Für die Streuung

$$\Phi_s \sim \frac{1}{E^{1/2}} \frac{\Gamma_s \Gamma}{(E_0 - E)^2 + \hbar^2(\Gamma_s + \Gamma_a)^2}$$

für die Absorption

$$\Phi_a \sim \frac{1}{E^{1/2}} \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E_0 - E)^2 + \hbar^2(\Gamma_s + \Gamma_a)^2}.$$

Beide Formeln enthalten den Faktor Γ, herrührend von der Eindringwahrscheinlichkeit aus dem Kernäußern in das Resonanzniveau; der zweite Faktor Γ_s bzw. Γ_a gibt ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des Überganges vom Resonanzniveau (Zwischenzustand) entweder wieder nach außen (Streuung) oder in den Grundzustand (Absorption). Aus den Formeln folgt, daß jedes Element das $1/v$-Gesetz befolgt bis auf eine Stelle $E = E_0$, bei der Resonanz eintritt. Große Querschnitte beobachtet man daher bei kleinsten (thermischen) Geschwindigkeiten; außerdem aber noch bei einem höher liegenden Resonanzniveau. Nur bei einigen Elementen fällt das Resonanzniveau in den thermischen Bereich, z. B. bei Cd (109).

Daß die Breit-Wignersche Begriffsbildung zum mindesten in manchen Fällen zutrifft, zeigen einige neuere Experimente. Bei Silber haben Rasetti und Fink (94) das Vorhandensein der Resonanzstelle gezeigt; die Lage des Resonanzmaximums ist von Weekes, Livingston und Bethe (109) bestimmt worden.

Rasetti und Fink beobachteten mit einem Silberdetektor die Paraffinstrahlung bei zwei verschiedenen Temperaturen (90 und 300° K). Es sei der Wirkungsquerschnitt des Silbers für Neutroneneinfang (Bildung des 22-sec-Körpers) $\Phi_a = \Phi(E)$, und die Anzahl der Neutronen zwischen E und $E + dE$ sei $F(E, T)\,dE$. Dann sollte das Verhältnis der beiden bei verschiedenen Temperaturen beobachteten Aktivitäten

$$q = \frac{\int_0^\infty \Phi(E) F(E, T_1) dE}{\int_0^\infty \Phi(E) F(E, T_2) dE}$$

sein. Wäre $\Phi(E) \sim E^{-1/2}$ und $F(E, T)$ die Maxwell-Verteilung, so würde $q = \sqrt{T_1/T_2} = 1{,}82$. Beobachtet wurde von Rasetti und Fink 1,25; analoge Messungen bei den gleichen Temperaturen ergaben an Mangan (150 min-Körper) 1,26 und an Kupfer (5 min-Körper) 1,38. Nun weiß man ja, daß die Geschwindigkeitsverteilung bei Geschwindigkeiten, die groß sind

[1]) Im Rahmen des Einkörpermodells wäre folgender Zwischenzustand denkbar: Das Neutron befindet sich im Kern auf einem verwaschenen Niveau positiver Energie; es wird durch einen Potentialwall am Verlassen des Kerns gehindert. Dies einfache Modell gestattet ein qualitatives Verständnis der oben gefolgerten Formeln; es enthält jedoch nicht den wesentlichsten Zug der Bohrschen Überlegung, nämlich eine Erklärung der großen Verweilzeit τ_a.

gegen die thermische, noch Neutronen in merklicher Zahl enthält. Auch das würde aber die Verkleinerung von q nicht erklären können, wenn nicht auch der andere Faktor im Integranden, also $\Phi(E)$ bei diesen hohen Energien noch einen merklichen Wert hätte. Daraus folgt, daß im Gebiet oberhalb der thermischen Neutronengeschwindigkeit noch eine selektive Absorption stattfindet.

Die Lage dieser Stelle konnte von Weekes und Mitarb. zu etwa 16 Volt bestimmt werden. Man benutzt wieder Silber als Detektor der durch 10 cm Paraffin gebremsten *Rn-Be*-Neutronen und stellt nacheinander folgende 4 Versuche an, bei denen zwischen Quelle und Detektor 2 Filter stehen:

Nr.	Versuchsanordnung		Zahl der durchgelassenen Neutronen	
	1. Filter	2. Filter	thermische	schnellere
I	—	—	J_1	J_1'
II	B	—	J_2	J_2'
III	—	Cd	0	J_1'
IV	B	Cd	0	J_2'

Aus der Kombination $\frac{\text{II}-\text{IV}}{\text{I}-\text{III}} = J_2/J_1$ bestimmt man den Absorptionskoeffizienten von Bor für thermische Neutronen; aus $\text{IV}/\text{III} = J_2'/J_1'$ erhält man denselben für die schnellere Gruppe, auf welche der Silberdetektor anspricht, also eben gerade die Resonanzgruppe. Nimmt man jetzt noch die Gültigkeit des $1/v$-Gesetzes für Bor an, so folgt aus diesen Absorptionskoeffizienten die Lage der schnellen Gruppe wie angegeben. Dasselbe Experiment wurde auch von Halban und Preiswerk ausgeführt (63). Das $1/v$-Gesetz für Bor scheint experimentell durch Rasettis Drehscheibenversuch ebenfalls gesichert zu sein (95).

Daß die anomal großen Querschnitte jeweils durch für die einzelnen Elemente charakteristische Geschwindigkeiten zustande kommen, zeigen von Moon und Tillman, von Szilard u. a. (85, 105) angestellte Experimente. Filtert man z. B. langsame Neutronen durch eine Silberfolie, so wird ein bestimmter Geschwindigkeitsbereich ausgesiebt. Benutzt man nun wiederum Silber als Detektor hinter der Folie, so zeigt sich eine relativ geringe Aktivierung, da der Detektor eben auf jene Geschwindigkeit anspricht, die ausgefiltert ist. Benutzt man dagegen an einer Stelle entweder als Filter oder als Detektor eine Kupferfolie, so zeigt der Detektor eine erheblich größere Aktivität. Nähere Einzelheiten zeigt die Tabelle V nach Moon und Tillman (85).

Tabelle V.

Detektor \ Absorber	Ag	Cu	J
	Aktivierung		
Ag (22 sec-Körper) . . .	0,50	0,72	0,85
Ag (150 sec-Körper) . .	0,51	0,70	0,95
Cu (5 min-Körper) . . .	0,67	0,72	0,80
Cu (10 h-Körper) . . .	—	0,62	0,90
J (25 min-Körper) . . .	0,72	0,76	0,68

Zur Bestimmung der Breite der Resonanzniveaus verfügen wir ebenfalls bereits über ein Experiment (Halban und Preiswerk): Schnelle Neutronen gehen durch Wasser (an Stelle von Paraffin), und nach Durchlaufen des Wassers werden die thermischen Neutronen durch Cd herausgefiltert. Man erhält auf diese Weise nur die Gruppen von einigen Volt. Im Wasser wird nun entweder HNO_3 oder $AgNO_3$ in äquivalenten Mengen gelöst und hinter dem Cd-Filter einmal mit einem Silberdetektor, das andere Mal mit Rhodium beobachtet. Aus der Schwächung, die auch bei Rhodium als Detektor noch eintritt, kann auf eine teilweise Überdeckung von Niveaus geschlossen werden und daraus wird die Breite des Silberresonanzniveaus zu etwa $^1/_2$ Volt abgeschätzt. Das entspricht einer Lebensdauer des Zwischenzustandes von rund 10^{-15} sec.

III. Der β-Zerfall.

Auf dem Gebiet des β-Zerfalls sind in der Berichtszeit zwei wesentliche Fortschritte zu verzeichnen: Theoretisch die Erweiterung der Fermischen Theorie durch Konopinski und Uhlenbeck zu einer quantitativ anwendbaren Form, experimentell die saubere Durchmessung einer großen Zahl kontinuierlicher β-Spektren leichter Elemente.

§ 1. Theoretische Grundlagen.

Bekanntlich wird das Auftreten eines kontinuierlichen Spektrums nach Pauli durch die Annahme der Existenz eines „Neutrino" erklärt, und zwar sollen im Innern des Atomkerns folgende Prozesse stattfinden:

$$Nn \rightarrow H + \varepsilon^- + \nu' \quad \text{„Elektronenemission"},$$

$$H \rightarrow Nn + \varepsilon^+ + \nu \quad \text{„Positronenemission"}.$$

Zur mathematischen Behandlung dieser Prozesse ließ Fermi sich von folgender Analogie leiten: Wenn ein Atom ein Lichtquant emittiert, so geht dabei ein Elektron aus einem höheren Zustande über in einen tieferen. Das Lichtquant entsteht bei dem Prozeß; es ist also vorher nicht vorhanden; ein Erhaltungssatz der

Lichtquantenteilchenzahl gilt nicht. Das Feld, das den Prozeß auslöst, ist das Maxwellsche Feld der Hüllelektronen und des Kerns. Emittiert nun ein Atomkern zwei „leichte" Teilchen (Elektron ε^- und Antineutrino $\nu' =$ „Neutrinoloch" oder Positron $\varepsilon^+ =$ „Elektronloch" und Neutrino ν), so soll ein „schweres" Teilchen aus einem höheren Zustand (z. B. dem Neutronzustand) in einen tieferen Zustand („Protonzustand") übergehen. Das Elektron und Neutrino „entstehen" bei dem Prozeß; in der Tat hat ja ein Erhaltungssatz der Elektronenzahl keinen Sinn mehr, seit man die Erscheinung der Dematerialisation kennt. Soweit ist die Analogie ganz klar; dagegen hat man über die Frage, was an Stelle des Maxwellschen Feldes tritt, einstweilen gar keinen Anhaltspunkt und ist darauf angewiesen, einige Ansätze zu probieren und zu prüfen, welcher mit den Experimenten am besten übereinstimmt. Es wurden bisher folgende Ansätze untersucht:

1. Der Ansatz von Fermi: Die Störungsenergie (das „Fermische Feld") soll proportional sein dem Produkt der vier ψ-Funktionen der vier an einem Prozeß beteiligten Teilchen.
2. Der Ansatz von Konopinski und Uhlenbeck: Die Störungsenergie soll proportional sein dem Produkt der ψ-Funktion der beiden schweren Teilchen, der des Elektrons und der ersten Ableitungen der ψ-Funktion des Neutrinos.

Für die Wahrscheinlichkeit eines β-Zerfalls in der Zeiteinheit, bei dem das Elektron eine Energie zwischen W und $W + dW$ (Energieeinheit mc^2, Energie unter Einbeziehung der Ruhenergie, also $W \geq 1$, Zeiteinheit $\hbar/mc^2$) erhält, ergibt sich dann:

$$P(W)\,dW = g^2 \left| \int u_n^* v_m \, d\tau \right|^2 F(Z, W)\,(W_0 - W)^2 \sqrt{W^2 - 1}\, dW. \tag{1}$$

Dabei ist g eine dimensionslose Konstante, die ein Maß für die Intensität des Fermischen Feldes ist. Das Matrixelement ist aus den (nicht genau bekannten) Eigenfunktionen von Proton und Neutron im Kern gebildet; es ist von der Größenordnung 1, wenn es nicht aus Symmetriegründen verschwindet („verbotene Übergänge"). Der Exponent ist $\lambda = 2$ im Fermischen, $\lambda = 4$ im Konopinski-Uhlenbeckschen Falle, und noch größer, wenn man noch höhere Ableitungen im Ansatz mitnimmt. W_0 ist die obere Grenze der Energie. Die Funktion $F(Z, W)$ wird $= 1$ für kleine Z[1]); für große Z bedeutet sie den Einfluß des Coulombfeldes um den Kern herum auf die Bewegung des emittierten Teilchens. Dieser Einfluß ist um so stärker, je kleiner die Energie des emittierten Teilchens; ein Elektron erfährt eine Bremsung, ein Positron eine Beschleunigung. $F(Z, W)$ entsteht daher auch durch eine Integration über die Eigenfunktionen des Coulombfeldes. Sie ist bisher nur für einen nackten Kern berechnet; dann heißt sie

$$F(Z, W) = \frac{2}{(2+2\gamma)!} \left| (2\alpha \sqrt{W^2-1}\, R)^{\gamma} e^{\frac{\pi}{2} \frac{\alpha Z W}{\sqrt{W^2-1}}} \left(\gamma + i \frac{\alpha Z W}{\sqrt{W^2-1}}\right)! \right|^2, \tag{2}$$

wobei R der Kernradius in Einheiten e^2/mc^2, $\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2} - 1$ und $\alpha = e^2/\hbar c$ ist.

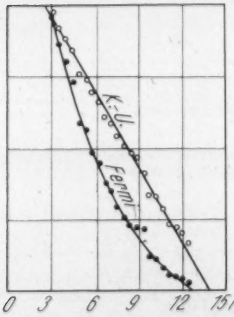

Fig. 6. Vergleich der theoretischen Intensitätsverteilung im β-Kontinuum mit der experimentellen an B_5^{12} nach Fowler, Delsasso und Lauritsen (55). Ordinaten: $y(W)$.

§ 2. Gestalt des Kontinuums.

Aus Gleichung (1) folgt

$$y(W) \equiv \left(\frac{P(W)}{F(Z, W)\sqrt{W^2-1}\, W} \right)^{\frac{1}{\lambda}} = C \cdot (W_0 - W). \tag{3}$$

Die linke Seite hängt nur von Z und W ab und kann nach Messung von $P(W)$ berechnet werden. Zwischen dieser Größe $y(W)$ und der Energie W soll demnach eine lineare Beziehung bestehen, die experimenteller Prüfung zugänglich ist. Verlängert man die Gerade $y(W) = C(W_0 - W)$

1) Für $W > 1$; für $W \approx 1$ wird

$$F(Z, W) = \frac{2\pi\alpha Z W}{\sqrt{W^2-1}}, \quad \left(\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}\right)$$

singulär.

bis zum Schnittpunkt mit der W-Achse, so erhält man W_0. Solche Messungen sind verschiedentlich durchgeführt (55, 72), eines dieser Beispiele zeigt Fig. 6. Wie man sieht, erhält man für $\lambda = 2$ (Fermische Theorie) eine deutliche Krümmung, während $\lambda = 4$ fast exakt eine gerade Linie ergibt. Nur bei den kleinsten Energien beobachtet man systematische Abweichungen, die von der Abbremsung der langsamen Elektronen in der emittierenden Materieschicht herrühren dürften. Die Theorie von Konopinski und Uhlenbeck ist also in Einklang mit dem experimentellen Befund und gestattet gleichzeitig eine recht genaue Bestimmung der oberen Grenze W_0. In Tabelle III sind die auf diesem Wege bestimmten oberen Grenzen enthalten.

§ 3. Sargentsche Beziehung.

Sargent hat an Hand der β-Spektren schwerer Kerne eine Beziehung zwischen der Lage der oberen Grenze und der Zerfallszeit empirisch aufgewiesen, die analog ist zur Geiger-Nuttall-Beziehung des α-Zerfalls. Allerdings ist die Streuung der experimentellen Daten etwas reichlich groß. Fig. 7 zeigt die bisher bekannten besten empirischen Werte, die eine deutliche Korrelation zwischen Energie und Zerfallszeit aufweisen und in 2 Gruppen zerfallen, die wir

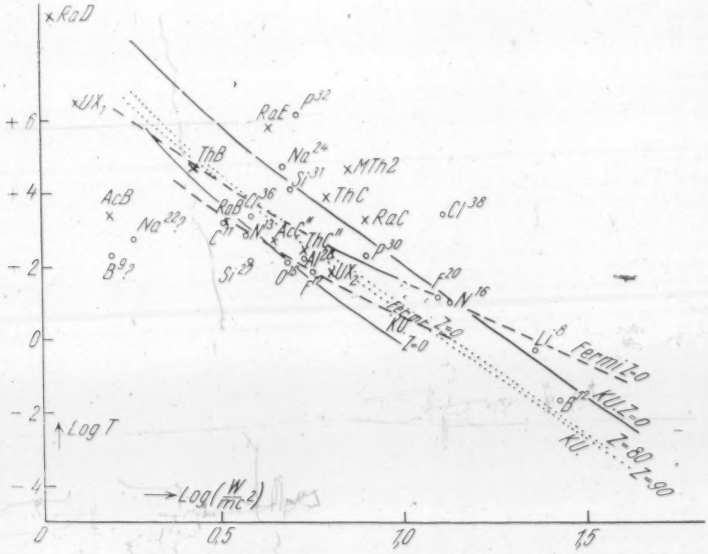

Fig. 7. Sargentsche Beziehung.

entsprechend unserer Theorie als „erlaubte" und „verbotene" Übergänge bezeichnen müssen. Ein solcher Zusammenhang wird nun auch tatsächlich von unserer Theorie gefordert. Beschränken wir uns auf leichte Kerne, so wird doch

$$P(W)\,dW = c\,(W_0 - W)^2 \sqrt{W^2 - 1}\,W\,dW\,, \qquad (4)$$

wobei die Konstante c größenordnungsmäßig konstant ist (sie enthält das Matrixelement). Die Zerfallszeit T ist offenbar proportional dem Reziprokwert der Gesamtwahrscheinlichkeit eines Zerfalls:

$$\frac{1}{T} \cdot \ln 2 = \int_1^{W_0} P(W)\,dW\,. \qquad (5)$$

Dies Integral ergibt mit der Abkürzung

$$W_0 + \sqrt{W_0^2 - 1} = u \qquad (6)$$

mit $\lambda = 2$ (Fermi):

$$\left.\begin{aligned}\frac{1}{T} = C_F \Big\{ &(u^5 - u^{-5}) - 15\,(u^3 - u^{-3}) \\ &- 80\,(u - u^{-1}) + 120\,(u + u^{-1}) \ln u \Big\}\end{aligned}\right| \qquad (7a)$$

Tabelle VI.

Atomkern	emittiert	obere Grenze (ohne Ruhenergie) in MV	Halbwertszeit T	Zerfallskonstante $\lambda = \frac{\ln 2}{T}$ in sec $^{-1}$	Literatur
2 *He* 6	ε^-	3,7 ± 0,5			10
3 *Li* 8	ε^-	11,2	(0,5 ± 0,1) sec	1,4	30, 55
5 *B* 12	ε^-	13,0	0,02 sec	$3{,}5 \cdot 10^{+1}$	30, 55
6 *C* 11	ε^+	1,3	(21,0 ± 0,6) min	$5{,}5 \cdot 10^{-4}$	55
7 *N* 13	ε^+	1,45 ± 0,1	(10,3 ± 0,3) min	$1{,}1 \cdot 10^{-3}$	1, 55, 59, 72
16	ε^-	6,5	(10,0 ± 0,5) sec	$6{,}9 \cdot 10^{-2}$	55
8 *O* 15	ε^+	2,0	(126 ± 5) sec	$5{,}5 \cdot 10^{-3}$	55, 81
9 *F* 17	ε^+	2,4	1,16 min	$1{,}0 \cdot 10^{-2}$	72, 75
20	ε^-	5,9	12 sec	$5{,}8 \cdot 10^{-2}$	30, 55
11 *Na* 24	ε^-	1,95	(15,8 ± 0,5) h	$1{,}22 \cdot 10^{-5}$	65, 71, 72, 7
12 *Mg* 27	ε^-	2,0	(10,25 ± 0,25) min	$1{,}13 \cdot 10^{-3}$	65
13 *Al* 26	ε^+	~1,8	(7 ± 1) sec	$1{,}0 \cdot 10^{-1}$	56
28	ε^-	3,3	(156 ± 5) sec	$4{,}4 \cdot 10^{-3}$	1, 80
14 *Si* 27	ε^+	2,5	2,5 min	$4{,}6 \cdot 10^{-2}$	8
31	ε^-	2,05	2,8 h	$6{,}8 \cdot 10^{-5}$	71, 72, 88
15 *P* 30	ε^+	3,6 (?)	3,2 min	$3{,}6 \cdot 10^{-3}$	1
32	ε^-	2,15	13 d	$6{,}2 \cdot 10^{-7}$	1, 50, 72
17 *Cl* 34	ε^+	~1,8	(40 ± 5) min	$2{,}9 \cdot 10^{-4}$	56
36	ε^-	1,5 (?)	40 min	$2{,}9 \cdot 10^{-4}$	72
38	ε^-	6,1 (?)	40 min	$2{,}9 \cdot 10^{-4}$	8, 72
18 *A* 41	ε^-	2,7	(110 ± 1) min	$1{,}05 \cdot 10^{-4}$	72, 103
19 *K* 42	ε^-	4,4	80 min	$1{,}44 \cdot 10^{-4}$	8, 72
25 *Mn* 56	ε^-	3,2	2,5 h	$0{,}77 \cdot 10^{-4}$	1, 50
35 *Br*	ε^-	2,0	18 min	$6{,}4 \cdot 10^{-4}$	1, 50
	ε^-	2,05	4,2 h	$4{,}6 \cdot 10^{-5}$	1, 50
	ε^-	0,95	36 h	$5{,}3 \cdot 10^{-6}$	1
45 *Rh*	ε^-	2,6	44 sec	$1{,}57 \cdot 10^{-2}$	1
	ε^-	2,1 (?)	4 min	$2{,}9 \cdot 10^{-3}$	1
47 *Ag*	ε^-	2,8	22 sec	$3{,}1 \cdot 10^{-2}$	1, 50
53 *J* 128	ε^-	2,1	25 min	$4{,}6 \cdot 10^{-4}$	1, 50
77 *Ir*	ε^-	2,2	19 h	$1{,}0 \cdot 10^{-5}$	1, 50
79 *Au*	ε^-	1,1	65 h	$3{,}0 \cdot 10^{-6}$	1, 50

und mit $\lambda = 4$ (Konopinski-Uhlenbeck):

$$\frac{1}{T} = C_{KU}\Big\{(u^7 - u^{-7}) - 35\,(u^5 - u^{-5}) - 1100\,(u^3 - u^{-3}) - 1575\,(u - u^{-1}) + 840\,[(u^3 + u^{-3}) + 5\,(u + u^{-1})]\ln u\Big\}. \qquad (7b)$$

Wählt man die Konstanten C_F und C_{KU} so, daß möglichst viele Kerne den Gleichungen (7a) oder (7b) gehorchen, so erhält man die in Fig. 7 eingezeichneten Kurven. Man sieht daraus deutlich, daß die theoretischen Kurven der Konopinski-Uhlenbeckschen Auffassung viel besser mit der Erfahrung übereinstimmen als die der Fermischen.

In der Figur sind auch Kurven für $Z = 80$ und $Z = 90$ für $\lambda = 4$ eingezeichnet, wie sie sich ergeben würden, wenn die Konstante C_{KU} für leichte und schwere Kerne denselben Wert hätte. Der große Abstand dieser Kurven von denen für $Z = 0$ zeigt deutlich, daß es nicht erlaubt ist, leichte und schwere Kerne in einem einzigen Diagramm gemeinsam zu behandeln, wie der empirische Befund es zunächst nahelegt. Um das merkwürdige empirische Zusammenfallen leichter und schwerer Kerne längs derselben Kurve zu verstehen, hat man zwei Möglichkeiten: entweder man nimmt an, daß die Konstante C_{KU} und damit das in Gleichung (1) auftretende Matrixelement für schwere Kerne um den Faktor 10—20 kleiner ist als für leichte [Bethe (8)] oder aber man faßt die schweren Kerne der unteren Kurve als verbotene Übergänge mit $\Delta i = 1$ auf, entsprechend die der oberen als solche mit $\Delta i = 2$. Dann sind vielleicht $Ac\,B$ und UX_1 Vertreter des Überganges mit $\Delta i = 0$.

Auf jeden Fall bleibt unklar, wie die Kerne Na^{22} und B^9 einzureihen sind. Allerdings sind die Meßergebnisse hier noch keineswegs sicher.

IV. Elastische Stöße.

Für eine Reihe von Fällen elastischer Streuung liegen Beobachtungen über Querschnitte und Richtungsverteilung vor, die zum Teil erheblichen Aufschluß über die Kräfte gestatten, die zwischen den Atomkernen und ihren Bestandteilen wirksam sind.

§ 1. Streuung von Neutronen an Protonen.

Dunning und Pegram haben (siehe oben Kapitel II) die Richtungsverteilung bei Energien von einigen MV beobachtet und gefunden, daß die Streuung innerhalb der Meßgenauigkeit kugelsymmetrisch im Schwerpunktssystem ist. Daraus folgt, daß nur der partielle Wirkungsquerschnitt für $l = 0$ (zentrale Stöße) einen merklichen Beitrag zur Streuung liefert, daß also die Stoßenergie klein ist gegen die Tiefe des Potentialtopfes. Rechnet man für diesen Fall etwa mit einem „Potentialkasten", d. h. $V = -V_0$ für $r < r_0$ und $V = 0$ für $r > r_0$, und wählt V_0 so, daß sich der richtige Massendefekt des Deuterons ergibt, so findet man für den Wirkungsquerschnitt im Grenzfall der Geschwindigkeit $v = 0$:

$$r_0 = \frac{1}{2} \quad 1 \quad 2 \quad \frac{e^2}{mc^2}$$

$$V_0 = 70{,}6 \quad 22{,}6 \quad 9{,}0 \quad \frac{Mc^2}{1000}$$

$$\Phi = 3{,}18 \quad 4{,}07 \quad 6{,}5 \cdot 10^{-24}\,\mathrm{cm}^2.$$

Über den Streuquerschnitt bei kleinen Geschwindigkeiten liegen Messungen von Dunning und Mitarb. vor (43), die für Paraffinneutronen $35 \cdot 10^{-24}$ cm² ergaben. Danach ist also ein derart einfaches Potentialmodell bei kleinen Geschwindigkeiten nicht in der Lage, den Befund zu erklären.

Besser liegen die Verhältnisse bei Energien von einigen MV. Die ersten Querschnittsmessungen von Chadwick (24) und die neueren von Bonner (13) ergeben Werte, die durchaus mit den aus der Theorie abgeleiteten vereinbar sind. Bonner gibt folgende Zahlen an (vgl. Fig. 9):

Neutronen aus	Geschwindigkeit 10^9 cm/sec	Energie MV	Wirkungsquerschnitt 10^{-24} cm²
F	1,3	0,88	2,53
B	2	2,1	1,41
Be	3	4,7	0,73

Zur Erklärung der Diskrepanz bei kleinen Geschwindigkeiten genügt offenbar nicht mehr die Vorstellung eines einfachen Potentials. Um große Querschnitte für kleine Energien zu erhalten, muß man annehmen, daß dicht unter der Ionisationsgrenze noch ein angeregtes Niveau des Deuterons besteht, das Ursache zur Resonanz gibt. Man sieht leicht ein, daß ein Potential der benutzten Art sicher nur einen einzigen Eigenwert haben kann, eben den Grundzustand des Deuterons. Der angeregte Zustand muß also, wenn er schon existieren soll, durch ein anderes Potential beschrieben werden. Die naheliegendste Annahme ist die, daß er ein ^1S-Zustand mit dem Spin $i = 0$ ist (der Grundzustand des Deuterons ^3S hat $i = 1$) und daß die Kraft zwischen Neutron und Proton aus einer Majoranaschen und einer Heisenbergschen Austauschkraft zusammengesetzt ist. Das hat nämlich zur Folge, daß im einen Falle (^3S) die Summe, im anderen (^1S) die Differenz der beiden Kräfte wirksam wird.

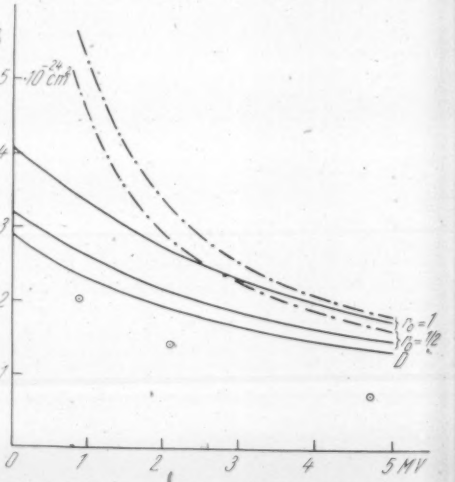

Fig. 8. Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Neutronen an Protonen.
Ausgezogene Kurven: gleiche Kräfte; gestrichelte Kurven: verschiedene Kräfte für Singlett- und Triplettzustand.

Aus der Forderung, die Wirkungsquerschnitte richtig darzustellen, kann man dann jede der beiden Kräfte für sich berechnen; doch ist diese Zerlegung stark abhängig von speziellen Voraussetzungen über die Form des Potentials. Mit dem von uns benutzten Kastenpotential erhält man auf diesem Wege die beiden in Fig. 8 gestrichelten Kurven, die bei großen Energien den empirischen Befund einigermaßen wiedergeben und für $v = 0$ auf den richtigen Querschnitt führen. Die unterste Kurve (D) der Figur wurde von Dolch (40) für das einfache Potential $-66 \cdot e^{-2{,}6r^2}$ berechnet; die richtige Zerlegung in Majoranakraft und Heisenbergkraft kann sich auch hier nicht anders auswirken als beim Kastenpotential.

§ 2. Streuung von Protonen an Protonen.

Das Coulombgesetz zwischen zwei identischen Teilchen führt zu einer Modifikation des Rutherfordschen Streugesetzes, die von Mott (86) quantenmechanisch berechnet und von Gerthsen (58) experimentell nachgeprüft worden ist. Es lag die Vermutung nahe, daß bei sehr großen Energien, d. h. bei Annäherung der stoßenden Teilchen auf Entfernungen der Größenordnung e^2/mc^2, Abweichungen vom Coulombgesetz sich in der Streuung bemerkbar machen. Für Protonen erreichte die hierzu erforderlichen Energien von 0,5 bis 1 MV zuerst White (111), dessen Beobachtungen zwar noch mit erheblichen Fehlern behaftet waren, aber doch schon den Schluß gestatteten, daß bei Abständen $< e^2/mc^2$ der beiden Protonen eine zusätzliche Anziehung wirksam wird. Inzwischen sind eingehende Messungen von Tuve, Hafstad und Heydenburg angestellt worden, deren Ergebnisse in Fig. 9 dargestellt sind[1]). Ihr Befund kann gut durch ein Potential wiedergegeben werden der Form

$$V(r) = \frac{e^2}{r} - a e^{-b^2 r^2}$$

mit den Zahlenwerten

$$a = 35 \text{ TME}, \quad b = 1{,}61\ (e^2/mc^2)^{-1}.$$

In der Figur sind die hiermit berechneten Kurven eingezeichnet, die gut mit den Meßpunkten übereinstimmen.

Aus Symmetriegründen muß man wohl annehmen, daß die gleiche Anziehungskraft zwischen zwei Neutronen wirksam ist. Der Potentialtopf ist aber nicht so tief, daß ein Eigenwert existieren kann (dazu müßte bei dem angegebenen b-Wert a mindestens = 56 sein). Daraus folgt, daß das früher von uns vorgeschlagene „Bineutron" sicher nicht existiert.

Die in den beiden letzten Paragraphen aufgeführten Versuche gestatten die Bestimmung der Elementarkräfte, die den Kern zusammenhalten; sie stehen in Einklang mit dem Material,

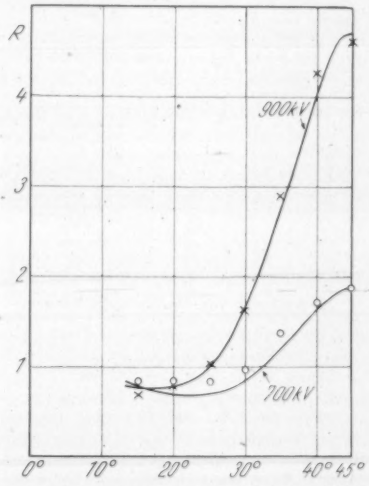

Fig. 9. Streuung von Protonen an Protonen. Streuverhältnis R der beobachteten zu der im Coulombfeld zu erwartenden Streuintensität als Funktion der Richtung. Kurven mit dem im Text angegebenen Potential berechnet.

über das wir aus dem Studium der Massendefekte verfügen und auf das einzugehen in dieser Arbeit zu weit führen würde. Eine eingehende Behandlung dieser Fragen und der erforderlichen mathematischen Analyse wurde in der in der Fußnote zitierten Arbeit von Breit, Condon und Present gegeben.

§ 3. Streuung von Neutronen an zusammengesetzten Kernen.

Es wurde bereits in Abschnitt II referiert, daß die Streuverteilung kugelsymmetrisch ist. Außerdem wurde angedeutet, daß theoretische Gründe dafür sprechen, soweit man die Erscheinungen durch ein einfaches Potential wiedergeben kann, einen Potentialtopf von Kernradius und einer Tiefe von etwa 40—50 TME anzunehmen. Quantitative Wirkungsquerschnittsmessungen, die auf Grund dieses Modells untersucht werden können, hat Bonner an C und Pb durchgeführt

1) Nach Abschluß des Manuskripts erschien der ausführliche Bericht von Tuve, Heydenburg und Hafstad in Phys. Rev. sowie eine Arbeit von Breit, Condon und Present über die theoretische Auswertung dieser Messungen ebenda. Die endgültigen Werte von Tuve, Heydenburg und Hafstad sind ein wenig kleiner als die hier benutzten vorläufigen; infolgedessen dürfte der Wert von a etwa 33—34 TME betragen. Breit, Condon und Present haben auch gezeigt, daß man bei Annahme etwas größerer Reichweite, als hier angenommen wurde, für die Proton-Proton-Kraft bei antiparallelen Spins die gleiche Intensität erhält wie für die Proton-Neutron-Kraft im gleichen Falle. Für die Proton-Neutron-Kraft wurden dabei die neuesten Ergebnisse von Fermi und Amaldi zugrunde gelegt, die einen Neutron-Proton-Streuquerschnitt von nur $12 \cdot 10^{-24}$ cm² ergeben bei $v = 0$ und am besten gedeutet werden können, wenn der angeregte ^3S-Zustand des Deuterons bereits virtuell ist mit einer Energie von rund 130 kV über der Ionisationsgrenze.

(vgl. nachstehende Tabelle). Die beigefügten theoretischen Werte sind für plausible Kernradien (bei C: 1,2 und bei Pb: 2,5 e^2/mc^2) und verschiedene Tiefen U des Potentialkastens berechnet. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung bei Kohlenstoff recht befriedigend. Bei Blei liegen die Verhältnisse insofern merkwürdig, als die Querschnitte mit wachsender Energie ansteigen. Ein solches Verhalten läßt sich mit einem gewöhnlichen Potentialmodell nur deuten, wenn die durch das störende Potential hervorgerufene Phasenverschiebung δ_0, aus der sich der Wirkungsquerschnitt nach der bekannten Formel

$$\Phi = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0$$

berechnet, am linken Ende des Meßbereichs $= n\pi$ wird (Ramsauereffekt). Die für 52,4 TME berechneten WQ zeigen, wie flach ein solches Minimum wird, so daß es den Anschein hat, daß eine derartige Anomalie überhaupt nicht durch ein einfaches Potentialmodell verstanden werden kann. Eine bessere Theorie hierfür existiert zur Zeit noch nicht in greifbarer Form.

Neutronen 10^9 cm/sec	Wirkungsquerschnitte an Pb 10^{-24} cm²								Wirkungsquerschnitte an C 10^{-24} cm²			
	Beob	Theoretisch mit $U =$							Beob	Theoretisch mit $U =$		
		30	40	45	47,5	50	52,4	55		40	45	50
1,3	1,43	5,83	4,56	3,77	3,18	2,00	0,13	11,2	1,16	1,29	1,16	1,01
2	1,87	4,25	3,62	3,08	2,63	1,56	0,06	3,78	0,99	1,20	1,06	0,95
3	2,30	2,13	2,18	2,04	1,80	0,95	0,00	0,83	0,72	1,04	0,94	0,85

V. Die Ausbeute von Umwandlungsprozessen.

Trifft ein positiv geladenes Teilchen auf einen Atomkern, so erfährt es zunächst eine Abstoßung durch das Coulombfeld. Erst bei höheren Energien ist ein Eindringen in den Atomkern möglich, und zwar bei steigender Energie zunächst durch Tunneleffekt am Gamowberg, sodann über den Gipfel der Schwelle hinweg. Der letzte Fall tritt nur bei leichten Kernen auf. Der Tunneleffekt zeigt ein monotones Ansteigen der Ausbeute mit der Energie, solange nicht Resonanzstellen auftreten, die wir aber von unserer Betrachtung ausschließen wollen, da sie einer quantitativen Behandlung noch nicht zugänglich sind (vgl. darüber auch unseren früheren Bericht in dieser Zeitschrift).

Die Wahrscheinlichkeit für das Eindringen eines Teilchens durch den Gamowberg wird gegeben durch den „Gamowfaktor", z. B. für ein α-Teilchen

$$E_\alpha^{-1} \exp\left(-\frac{\pi e^2}{\hbar} Z_\alpha Z \sqrt{\frac{2 M_\alpha}{E_\alpha}}\right).$$

Soll bei dem Prozeß z. B. ein Proton emittiert werden, so muß dies, um den Kern zu verlassen, seinerseits ebenfalls einen Gamowberg passieren; dementsprechend tritt zum Wirkungsquerschnitt des Prozesses der Faktor hinzu

$$\exp\left(-\frac{\pi e^2}{\hbar} Z_H Z \sqrt{\frac{2 M_H}{E_H}}\right),$$

der wegen $E_H + E_K = U + E_\alpha$ i. a. von E_α abhängt (E_K = Energie des Rückstoßkerns, U = Wärmetönung des Prozesses). Nur wenn $U \gg E_\alpha$ ist, darf man diesen Faktor als Konstante behandeln. Außer diesen beiden Faktoren sollte man, streng genommen, noch die Wahrscheinlichkeit dafür hinzufügen, daß nach Eindringen des α-Teilchens in den Kern eine Umwandlung stattfindet, daß also z. B. das α-Teilchen nicht gestreut wird. Wir haben bisher keine theoretische Handhabe, um diese Größe zu berechnen, doch hat sich die Annahme bewährt, daß sie von E_α nicht wesentlich abhängt.

Die quantitative Übereinstimmung mit den Experimenten ist — abgesehen von den schon erwähnten Resonanzstellen — recht gut. Systematische Abweichungen zeigen sich nur in einem Falle, nämlich dann, wenn Deuteronen als Geschosse benutzt werden. Das rührt her von der sehr lockeren Bindung des Deuterons, die es ermöglicht, daß das stoßende Deuteron durch das Kernfeld eine starke Polarisation erfährt derart, daß sein Proton vom Kern abgestoßen, sein Neutron aber angezogen wird. Oppenheimer und Phillips (91) haben diese Erscheinung quantitativ studiert und gefunden, daß die experimentelle Kurve hierdurch befriedigend gedeutet werden kann. Ist I die Bindungsenergie des Deuterons, so hat man im Exponenten des Gamowfaktors einen Faktor $f(E_D/I)$ hinzuzufügen, wobei sie für diese Funktion z. B. folgende Werte finden:

$E_D/I =$	0,0	0,5	1,0	1,5	2,0
$f(E_D/I) =$	1,00	0,495	0,355	0,250	0,189.

Da die Bindungsenergie des Deuterons in den korrigierten Gamowfaktor eingeht, kann man

hieraus unabhängig von den in Kapitel I erwähnten Methoden den Massendefekt des Deuterons bestimmen. Man findet eine gute Bestätigung des früher erhaltenen Wertes von etwas über 2 MV.

Die Theorie von Oppenheimer und Phillips gestattet offenbar nur die Berechnung der Ausbeute beim Deuteronstoß, wenn das Neutron eingefangen und das Proton emittiert wird. Wird dagegen etwa das Proton eingefangen oder emittiert der Kern nach dem Stoß gar ein α-Teilchen, so wird man Ausbeuten erwarten, die kleiner sind. Es ergibt sich aber auch dann nicht mehr die Gamowsche Formel, wie die Versuche von Henderson (65) zeigen. Bestimmt man nämlich für die Reaktion

$$Mg_{12}^{26} + D_1^2 \rightarrow Na_{11}^{24} + He_2^4 + 0{,}0024$$

(R 52 in Tabelle I) die Ausbeuten und versucht sie nach der Gamowschen Theorie darzustellen, so erhält man Übereinstimmung mit den Messungen erst für etwa 10 MV Energietönung an Stelle der ziemlich sicher aus unserem Massenschema folgenden 2,5 MV. Diese Diskrepanz rührt offensichtlich davon her, daß die Polarisation des Deuterons vernachlässigt ist; die der Arbeit von Henderson entnommene Fig. 10

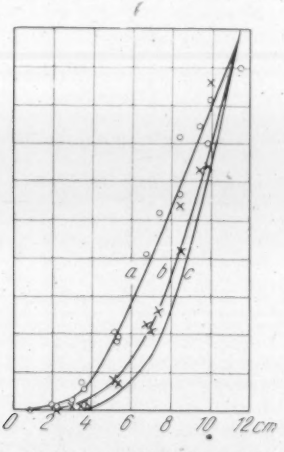

Fig. 10. Ausbeute an Mg_{12}^{26} für verschiedene Deuteronreichweiten.
Kurve a: theoret. nach Oppenheimer-Phillips, Kurve b und c nach Gamow, b mit Wärmetönung von 10 MV, c mit 5 MV.

zeigt das ganz deutlich. Die mit Kreuzen bezeichneten experimentellen Punkte stellen darin die Messungen an der genannten Reaktion dar; die Kreise entsprechen der Reaktion

$$Mg_{12}^{26} + D_1^2 \rightarrow Mg_{12}^{27} + H_1^1,$$

für die die Oppenheimer-Phillipssche Rechnung, wie man sieht, gut zutrifft.

VI. Angeregte Zustände, γ-Strahlung.

Über die angeregten Zustände eines Atomkerns gewinnt man auf Grund folgender Methoden Aufschluß:

1. Entsteht bei einem Umwandlungsprozeß der neue Kern nicht nur im Grundzustande, sondern auch in angeregten Zuständen, so werden Teilchen emittiert (H, Nn, He), die sich in Gruppen verschiedener Energie einteilen lassen. Im allgemeinen entspricht hierbei die längstreichweitige Gruppe dem Grundzustand; jedoch braucht das nicht der Fall zu sein. Beispiele von Umwandlungen, bei denen der Grundzustand nicht sofort erreicht wird, sind in Kapitel I behandelt. Die Beobachtung derartiger Energiegruppen gestattet unmittelbar die Konstruktion des Termschemas; sie gestattet keinen Schluß auf dessen Vollständigkeit, da ja nicht alle möglichen angeregten Zustände bei dem betreffenden Prozeß zu entstehen brauchen.

2. Ist ein angeregter Kern bei der Umwandlung entstanden, so besitzt er nur eine endliche Lebensdauer und geht nachträglich in den Grundzustand über, und zwar entweder direkt unter Emission eines einzigen γ-Quants, oder kaskadenartig über einen oder mehrere Zwischenzustände unter Emission mehrerer Quanten, die dann Kombinationsbeziehungen erfüllen müssen, wie z. B. die drei Linien bei C^{12} (19, 78). Das letzte Beispiel zeigt auch besonders deutlich, daß es für diese Übergänge Auswahlregeln gibt: von den 3 Niveaus des C^{12}-Kerns werden nur das unterste und oberste direkt bei der Umwandlung erreicht; das mittlere dagegen ist nur auf dem Umwege über das oberste zugänglich. Das Bestehen solcher Auswahlregeln ist nicht selbstverständlich, weil die Atomkerne sicher keinen so hohen Grad von Symmetrie besitzen wie die Atome, von denen uns diese Erscheinung geläufig ist.

Die entstehenden γ-Quanten können beobachtet werden:

a) Entweder direkt durch Messung des Absorptionskoeffizienten der γ-Strahlung in einer Materieschicht. Diese Methode gestattet im allgemeinen nicht die Zerlegung in mehrere Linien, sondern gibt nur die mittlere Energie des ganzen Spektrums. Da der Zusammenhang zwischen Energie und Absorption für Energien über 2,7 MV (ThC'') zwar genähert theoretisch erschlossen, aber noch nicht am Experiment

geprüft ist, sind alle auf diesem Wege gewonnenen Energieangaben noch mit einer (mit der Energie anwachsenden) Unsicherheit behaftet.

b) Oder indirekt durch sekundäre Elektronen (Rückstoßelektronen), die von der γ-Strahlung in der durchlaufenen Materie ausgelöst werden. Hierbei geht die Bindungsenergie ein, mit der die Elektronen vor ihrer Auslösung im Atomverband hafteten; sie ist klein, solange es sich nicht um Elektronen der K-Schale handelt, und bei den letzteren stets hinreichend gut bekannt.

Tabelle VII.

Kern	γ-Linien und angeregte Terme in MV (Terme unterstrichen)	Reaktion	Nachweis	Literatur
He^4	12 4(?) $\leqq 10$	$Li_3^7 + H_1^1 \rightarrow 2\,He_2^4$ $B_5^{10} + D_1^2 \rightarrow 3\,He_2^4$	γ β	33, 29 29
Li^7	0,5	$Li_3^7 + He_2^4 \rightarrow Li_3^7 + He_2^4$	γ	101
B^{10}	0,6 ± 0,1 0,59 0,39 (0,2) 0,7 0,5 0,8 1,2 2,0 2,5 2,9 3,3 4,0 (?) 1,5 2,6 3,8 0,25 0,66 0,89 1,14 1,63 2,00 2,21 2,41 2,75 2,95 3,32 (?)	$Li_3^7 + He_2^4 \rightarrow B_5^{10} + Nn_0^1$ $Li_3^7 + He_2^4 \rightarrow B_5^{10} + Nn_0^1$ $Be_4^9 + D_1^2 \rightarrow B_5^{10} + Nn_0^1$ $Li_3^7 + He_2^4 \rightarrow B_5^{10} + Nn_0^1$ $Be_4^9 + D_1^2 \rightarrow B_5^{10} + Nn_0^1$ $Be_4^9 + H_1^1 \rightarrow B_5^{10} + \gamma$	γ β γ γ β β	108 19 34 100 30 30
		$Be_4^9 + D_1^2 \rightarrow B_5^{10} + Nn_0^1$	Nn	16
B^{11}	2 4 7 2,2 4,5 6,8	$B_5^{10} + D_1^2 \rightarrow B_5^{11} + H_1^1$ $B_5^{10} + D_1^2 \rightarrow B_5^{11} + H_1^1$	β H	29 28
C^{12}	5 2,7 4,2 6,7 5,5 3,8 4,7 4,1 6,8	$Be_4^9 + He_2^4 \rightarrow C_6^{12} + Nn_0^1$ $Be_4^9 + He_2^4 \rightarrow C_6^{12} + Nn_0^1$ $B_5^{11} + D_1^2 \rightarrow C_6^{12} + Nn_0^1$ $N_7^{14} + D_1^2 \rightarrow C_6^{12} + He_2^4$ $Be_4^9 + He_2^4 \rightarrow C_6^{12} + Nn_0^1$	γ β γ, β α Nn	20 19, 78 33, 29 76 18
C^{13}	~ 3,1 2,75 3,88 4,96 2,7 3,2 4,1 4,96 ~ 3,5	$B_5^{10} + He_2^4 \rightarrow C_6^{13} + H_1^1$ $B_5^{10} + He_2^4 \rightarrow C_6^{13} + H_1^1$ $B_5^{10} + He_2^4 \rightarrow C_6^{13} + H_1^1$ $C_6^{12} + D_1^2 \rightarrow C_6^{13} + H_1^1$	H, γ H H γ	20, 6 92 25 34
N^{15}	4,7	$N_7^{14} + D_1^2 \rightarrow N_7^{15} + H_1^1$	H	76
O^{16}	5,4			
O^{17}	0,54 ± 0,35 1,2 ± 0,35	$F_9^{19} + H_1^1 \rightarrow O_8^{16} + He_2^4$ $N_7^{14} + He_2^4 \rightarrow O_8^{17} + H_1^1$	γ, β H	79, 29 104
F^{19}?	1,1	$F_9^{19} + He_2^4 \rightarrow F_9^{19} + He_2^4$	γ, β	19, 99
Ne^{22}?	0,6?	$F_9^{19} + He_2^4 \rightarrow Ne_{10}^{22} + H_1^1$	β	19
Na^{22}	0,34	$F_9^{19} + He_2^4 \rightarrow Na_{11}^{22} + Nn_0^1$	Nn	18
Na^{24}	5,5 ± 0,5	$Mg_{12}^{26} + D_1^2 \rightarrow Na_{11}^{24} + He_2^4$	γ	73
Mg^{25}	0,7	$Al_{13}^{27} + D_1^2 \rightarrow Mg_{12}^{25} + He_2^4$	α	80
Mg^{26}	3,21 4,51	$Na_{11}^{23} + He_2^4 \rightarrow Mg_{12}^{26} + H_1^1$	H	69
Mg^{27}	1,3	$Mg_{12}^{26} + D_1^2 \rightarrow Mg_{12}^{27} + H_1^1$	γ	65
Al	0,75 1,73 0,88 1,01 1,30	$Mg_{12} + He_2^4 \rightarrow Al_{13} + H_1^1$ $Mg_{12} + He_2^4 \rightarrow Al_{13} + H_1^1$	H H	41 68
Al^{28}	0,7 2,4 3,5 4,7	$Al_{13}^{27} + D_1^2 \rightarrow Al_{13}^{28} + H_1^1$	H	80
Si^{30}	2,23 3,60 4,74	$Al_{13}^{27} + He_2^4 \rightarrow Si_{14}^{30} + H_1^1$	H	25
S^{34}	1,47 2,96	$P_{15}^{31} + He_2^4 \rightarrow S_{16}^{34} + H_1^1$	H	92
$C^{12}; N^{15}$	1,9 3,1 4,0 5,3 7,0	$N_7^{14} + D_1^2 \rightarrow \begin{cases} C_6^{12} + He_2^4 \\ N_7^{15} + H_1^1 \end{cases}$	β	31
$C^{12}; He^4$	2,5 4,2 5,7 7,5 9,8 13? 14,5	$B_5^{11} + H_1^1 \rightarrow \begin{cases} C_6^{12} + \gamma \\ 3\,He_2^4 \end{cases}$	β	31

Die Messung der γ-Strahlen allein führt meist nicht zum Ziel, da nur die Beobachtung der emittierten Korpuskeln Aufschluß darüber gibt, welcher Kern bei der Umwandlung entstanden ist, dem dann das γ-Spektrum zuzuordnen ist. Oft treten mehrere Umwandlungsprozesse gleichzeitig auf; es werden dann verschiedene Teilchen (H, Nn, He) emittiert und man kann durch Koinzidenzmessungen prüfen, mit welcher Teilchenart die γ-Strahlung verknüpft ist (78, 6). Kann man keinerlei Koinzidenzen nachweisen, so bleibt noch die Möglichkeit einer Einfangung ohne Teilchenemission bestehen.

Im letzten Falle kann aus einer monochromatischen γ-Strahlung auf die Lage des Grundzustandes geschlossen werden. Prozesse dieser Art sind bei Beschießung mit langsamen Neutronen ja bei den meisten Elementen beobachtet (Fermi, vgl. Kapitel II). Die dabei emittierte γ-Energie ist also die Summe aus kinetischer Energie des Primärneutrons (die für langsame Neutronen sehr klein ist), aus kinetischer Energie des Rückstoßkerns (die für schwere Kerne ebenfalls klein wird) und Bindungsenergie des am lockersten gebundenen Neutrons im Sinne des Potentialtopfmodells. Fleischmann (52) hat kürzlich systematische Untersuchungen hierüber angestellt und gefunden, daß diese Bindungsenergie des angelagerten Neutrons eine glatte Funktion der Ordnungszahl ist, die zunächst bis etwa $Z = 26$ (Fe) ansteigt, wo sie ein ausgeprägtes Maximum von 7,7 MV besitzt, um dann über ein Minimum von rund 3,5 MV bei $Z = 60$ langsam bis 4,5 MV bei $Z = 80$ wieder anzusteigen. Es muß aber fraglich erscheinen, ob diese Werte nicht noch erhebliche systematische Fehler enthalten, zumal man aus den Massendefekten durchweg auf etwas größere Bindungsenergien schließen muß. Abgesehen von der obenerwähnten Unsicherheit in der Zuordnung der Energien zu den gemessenen Absorptionskoeffizienten braucht die emittierte Strahlung nicht notwendig monochromatisch zu sein, so daß die angegebenen Energien nicht die Lage des Grundzustandes, sondern eines in geeigneter Weise definierten „mittleren" Anregungsniveaus bedeuten. Da bei schweren Kernen die mögliche Zahl angeregter Zustände sicher größer ist als bei leichten, läßt sich das Maximum bei Fe so verstehen.

Der Versuch einer theoretischen Deutung von Termschemata dürfte einstweilen aussichtslos sein. Nur im allereinfachsten Falle, bei He^4, hat eine theoretische Diskussion (8) gezeigt, daß Werte von etwa 10 MV und 16 MV über dem Grundzustand wahrscheinlich richtig sind und als ^1P und ^3P gedeutet werden können.

Die nebenstehende Tabelle enthält eine Zusammenstellung von Beobachtungsdaten für leichte Kerne. Die meisten der angegebenen Zahlen dürften noch unsicher sein. In der vierten Spalte bedeuten: γ = Nachweis, wie oben unter 2a geschildert, β wie 2b, H, Nn und α unter sinngemäßer Verwendung dieser Buchstaben wie unter 1.

Literaturverzeichnis.

1) A. I. Alichanow, A. I. Alichanian und B. S. Dželepow, Nature **136**, 257, 1935.
2) G. M. Almy und G. R. Irwin, Phys. Rev. **49**, 72, 1936.
3) E. Amaldi und E. Fermi, Ric. Sci., 1. Heft 11/12 1936.
4) J. Ambrosen, Zeitschr. f. Phys. **91**, 43, 1934.
5) F. W. Aston, Nature **137**, 358, 1936.
6) H. J. v. Baeyer, Zeitschr. f. Phys. **95**, 417, 1935.
7) H. Bethe, Phys. Rev. **47**, 633, 747, 1935.
8) H. Bethe und R. F. Bacher, Rev. mod. Phys. **8**, 82, 1936.
9) M. Biltz und H. Ziegert, Physik. Zeitschr. **29**, 197, 1928.
10) T. Bjerge und K. J. Brostrøm, Nature **138**, 400, 1936.
11) T. Bjerge und C. H. Westcott, Proc. Roy. Soc. (A) **150**, 709, 1935.
12) N. Bohr, Nature **137**, 344, 1936; Naturw. **24**, 241, 1936.
13) T. W. Bonner, Phys. Rev. **45**, 601, 1934.
14) T. W. Bonner, Phys. Rev. **48**, 469, 742, 1935.
15) T. W. Bonner, Phys. Rev. **49**, 223, 1936.
16) T. W. Bonner und W. M. Brubaker, Phys. Rev. **47**, 910, 973, 1935; vgl. Oliphant, Lond. Ber. **1**, 161, 1935.
17) T. W. Bonner und W. M. Brubaker, Phys. Rev. **49**, 19, 778, 1936; **50**, 781, 1936.
18) T. W. Bonner und L. M. Mott-Smith, Phys. Rev. **46**, 258, 1934.
19) W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **100**, 273, 1936.
20) W. Bothe und H. Becker, Zeitschr. f. Phys. **76**, 421, 1932.
21) C. J. Brasefield und E. Pollard, Phys. Rev. **49**, 641, 1936.
22) G. Breit und E. Wigner, Phys. Rev. **49**, 519, 1936.
23) A. K. Brewer und P. D. Kueck, Phys. Rev. **46**, 894, 1934.
24) J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. (A) **142**, 1, 1933.
25) J. Chadwick und N. Feather, Conf. on Phys. London, 1934.
26) J. Chadwick und M. Goldhaber, Nature **135**, 65, 341, 1935; Proc. Roy. Soc. (A) **151**, 479, 1935.
27) J. D. Cockcroft und W. B. Lewis, Proc. Roy. Soc. (A) **154**, 246, 261, 1936.
28) J. D. Cockcroft und E. P. S. Walton, Proc. Roy. Soc. (A) **144**, 704, 1934.
29) H. R. Crane, L. A. Delsasso, W. A. Fowler und C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **46**, 531, 1109, 1934.
30) H. R. Crane, L. A. Delsasso, W. A. Fowler und C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **47**, 782, 887, 979, 1935.
31) H. R. Crane, L. A. Delsasso, W. A. Fowler und C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **48**, 100, 102, 125, 1935.

32) H. R. Crane und C. C. Lauritsen, Lond. Ber. I, 141, 1935.
33) H. R. Crane und C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **45**, 226, 1934.
34) H. R. Crane und C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **45**, 345, 493, 1934.
35) H. R. Crane und C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **47**, 420, 1935.
36) I. Curie, H. v. Halban und P. Preiswerk, Journ. d. phys. et rad. **6**, 361, 1935.
37) I. Curie und F. Joliot, Journ. d. phys. **5**, 153, 1934.
38) P. J. Dee und C. W. Gilbert, Proc. Roy. Soc. (A) **149**, 200, 1935.
39) P. J. Dee und C. W. Gilbert, Proc. Roy. Soc. (A) **154**, 279, 1936.
40) H. Dolch, Zeitschr. f. Phys. **100**, 401, 1936.
41) W. E. Duncanson und H. Miller, Proc. Roy. Soc. (A) **146**, 396, 1934.
42) J. R. Dunning, Phys. Rev. **45**, 586, 1934.
43) J. R. Dunning, G. B. Pegram, G. A. Fink, D. P. Mitchell und E. Segrè, Phys. Rev. **48**, 265, 1935.
44) J. R. Dunning, G. B. Pegram, G. A. Fink, D. P. Mitchell und E. Segrè, Phys. Rev. **48**, 704, 1935; **49**, 103, 1936.
45) W. W. Eaton, Phys. Rev. **48**, 921, 1935.
46) C. D. Ellis und W. J. Henderson, Proc. Roy. Soc. (A) **152**, 714, 1935.
47) C. A. Fay, Phys. Rev. **49**, 870, 1936.
48) N. Feather, Nature **136**, 468, 1935.
49) E. Fermi, Zeitschr. f. Phys. **88**, 161, 1934.
50) E. Fermi, E. Amaldi, B. Pontecorvo, E. Rasetti und E. Segrè, Proc. Roy. Soc. (A) **146**, 483, 1934.
51) R. Fleischmann, Zeitschr. f. Phys. **97**, 242, 263, 265; 1935.
52) R. Fleischmann, Naturw. **24**, 77, 1936; Zeitschr. f. Phys. **103**, 113, 1936.
53) S. Flügge, Zeitschr. f. Astrophys. **6**, 272, 1933; Zeitschr. f. Phys. **95**, 312, 1935.
54) S. Flügge, Zeitschr. f. Phys. **96**, 459, 1935.
55) W. A. Fowler, L. A. Delsasso und C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **49**, 561, 1936.
56) O. R. Frisch, Nature **133**, 721, 1934.
57) M. W. Gentner, C. R. de l'Acad. de Sc. **199**, 1211, 1934; **200**, 310, 1935.
58) Ch. Gerthsen, Ann. d. Phys. **9**, 769, 1931.
59) L. R. Hafstad und M. A. Tuve, Phys. Rev. **48**, 306, 1935.
60) L. R. Hafstad, N. P. Heydenburg und M. A. Tuve, Phys. Rev. **49**, 432; **50**, 806, 1936.
61) O. Hahn, Naturw. **22**, 744, 1934.
62) O. Hahn und L. Meitner, Naturwiss. **23**, 320, 1935; **24**, 158, 1936.
63) H. v. Halban und P. Preiswerk, Helv. Phys. Act. **9**, 318, 1936; Nature **138**, 163, 1936.
64) O. Haxel, Zeitschr. f. Phys. **93**, 400, 1935.
65) M. C. Henderson, Phys. Rev. **48**, 855, 1935.
66) R. Jaeckel, Zeitschr. f. Phys. **91**, 493, 1934.
67) R. Jaeckel, Zeitschr. f. Phys. **96**, 151, 1935.
68) H. Klarmann, Zeitschr. f. Phys. **87**, 411, 1934.
69) A. König, Naturw. **22**, 150, 1934; Zeitschr. f. Phys. **90**, 197, 1934.
70) E. J. Konopinski und G. E. Uhlenbeck, Phys. Rev. **48**, 7, 1935.
71) F. N. D. Kurie, J. R. Richardson und H. C. Paxton, Phys. Rev. **48**, 167, 1935.
72) F. N. D. Kurie, J. R. Richardson und H. C. Paxton, Phys. Rev. **49**, 368, 1936.
73) E. O. Lawrence, Phys. Rev. **47**, 16, 17, 26, 1935.
74) E. O. Lawrence, M. C. Henderson und M. S. Livingston, Phys. Rev. **46**, 329, 1935.
75) E. O. Lawrence, E. McMillan und R. L. Thornton, Phys. Rev. **48**, 493, 1935.
76) E. O. Lawrence, E. McMillan und M. C. Henderson, Phys. Rev. **47**, 273, 1935.
77) D. E. Lea, Proc. Roy. Soc. (A) **150**, 637, 1935.
78) H. Maier-Leibnitz, Zeitschr. f. Phys. **101**, 478, 1936.
79) E. McMillan, Phys. Rev. **46**, 325, 1934.
80) E. McMillan und E. O. Lawrence, Phys. Rev. **47**, 343, 1935.
81) E. McMillan und M. S. Livingston, Phys. Rev. **47**, 452, 1935.
82) L. Meitner, Naturw. **22**, 420, 1934.
83) A. C. G. Mitchell und E. I. Murphy, Phys. Rev. **48**, 653, 1935.
84) A. C. G. Mitchell, E. I. Murphy und M. D. Whittaker, Phys. Rev. **49**, 401, 1936.
85) P. B. Moon und I. R. Tillman, Proc. Roy. Soc. (A) **153**, 476, 1936, Nature **136**, 66, 1936.
86) N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. (A) **126**, 259, 1930.
87) H. W. Newson, Phys. Rev. **48**, 790, 1935.
88) H. W. Newson, Bull. Amer. Phys. Soc. **10**, 4, 8, 1935.
89) A. O. Nier, Phys. Rev. **48**, 283, 1935.
90) M. L. Oliphant, E. A. Kempton und Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. (A) **150**, 241, 406, 1935.
91) J. R. Oppenheimer und M. Phillips, Phys. Rev. **48**, 500, 1935.
92) R. F. Paton, Zeitschr. f. Phys. **90**, 586, 1934.
93) H. Pose, Zeitschr. f. Phys. **67**, 194, 1931.
94) F. Rasetti und G. A. Fink, Phys. Rev. **49**, 642, 1936.
95) F. Rasetti, D. P. Mitchell, G. A. Fink und G. B. Pegram, Phys. Rev. **49**, 777, 1936.
96) F. Rasetti, G. A. Fink, H. H. Goldsmith und D. P. Mitchell, Phys. Rev. **49**, 869, 1936.
97) D. Roaf, Proc. Roy. Soc. (A) **153**, 568, 1936.
98) B. W. Sargent, Proc. Roy. Soc. (A) **139**, 659, 1933.
99) P. Savel, C. R. l'Acad. de Sc. **196**, 1482, 1934.
100) P. Savel, C. R. l'Acad. de Sc. **198**, 1404, 1934.
101) K. Schnetzler, Zeitschr. f. Phys. **95**, 302, 1935.
102) F. A. Scott, Phys. Rev. **48**, 391, 1935.
103) A. H. Snell, Phys. Rev. **49**, 555, 1936.
104) H. Stegmann, Zeitschr. f. Phys. **95**, 72, 1935.
105) L. Szilard, Nature **136**, 951, 1935.
106) J. H. van Vleck, Phys. Rev. **48**, 367, 1935.
107) W. W. Watson, Phys. Rev. **49**, 70, 1936.
108) H. C. Webster, Proc. Roy. Soc. (A) **136**, 428, 1932.
109) D. F. Weekes, S. L. Livingston und H. A. Bethe, Phys. Rev. **49**, 471, 1936.
110) C. F. v. Weizsäcker, Zeitschr. f. Phys. **96**, 431, 1935.
111) M. G. White, Phys. Rev. **49**, 309, 1936.
112) G. C. Wick, Phys. Rev. **49**, 193, 1936.

Leipzig, Institut für theoretische Physik und Frankfurt (Main), Institut für physikal. Grundlagen der Medizin, im November 1936.

(Eingegangen 28. November 1936.)

BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

F. R. Bichowsky and F. D. Rossini, Thermochemistry. 8°. 457 S. New York 1936. Reinhold Publishing Corporation.

Die Herausgabe eines Buches, das in übersichtlicher und zuverlässiger Weise die thermochemischen Daten der Elemente und ihrer Verbindungen umschließt, wird jeder Physiker mit großer Genugtuung begrüßen. Denn die Kenntnis dieser Werte, die früher auf einen kleinen Kreis von Interessenten beschränkt war, ist in immer steigendem Maße für die Durchführung vieler Forschungsaufgaben von Wichtigkeit geworden.

In dem vorliegenden Sammelwerk haben die Verfasser sich der großen Mühe unterzogen, alle bekannten experimentellen Ergebnisse zusammenzustellen und für den täglichen Gebrauch handlich zurechtzumachen. Dabei sind die angegebenen Werte für die Bildungswärmen der Substanzen erst nach kritischer Sichtung und unter genauer Berücksichtigung der thermochemischen Verknüpfung der verschiedenen Verbindungen untereinander ausgewählt worden. Das Buch zerfällt in einen kurzen Abschnitt erklärender Natur (16 Seiten), auf den 154 Seiten mit Tabellen folgen. Anschließend werden auf 235 Seiten diese Tafeln erläutert, wobei für jede Substanz ein Autorenverzeichnis vorhanden ist, das seine Ergänzung auf 50 Seiten mit Literaturzitaten findet.

Eine Schwierigkeit bei der Abfassung einer so allgemeinen und umfangreichen Arbeit besteht schon darin, einen Stichtag für die Literatur festzusetzen, ohne daß gerade neue und wertvolle Veröffentlichungen unberücksichtigt bleiben. Der Referent konnte sich überzeugen, daß bis Ende 1930 eine umfassende Aufnahme des Schrifttums stattgefunden hat, während bis Ende 1933 vorwiegend angelsächsische Arbeiten verzeichnet sind. Berücksichtigt man noch den angemessenen Preis des Werkes, so muß man sagen, daß man es in keiner physikalischen oder chemischen Bibliothek vermissen sollte. K. Clusius.

V. Bjerknes, J. Bjerknes, H. Solberg und T. Bergeron, Physikalische Hydrodynamik mit Anwendung auf die dynamische Meteorologie. 8°. XVIII u. 797 S. Mit 151 Abbildungen. Berlin. J. Springer. RM 66.—; geb. RM 69.—.

Unter „physikalischer Hydrodynamik" versteht Bjerknes im Gegensatz zur „klassischen Hydrodynamik" eine Hydrodynamik, in der die Temperatur als gleichberechtigte Variable neben Druck und Dichte in der Zustandsgleichung auftritt, in der also auch die Thermodynamik zu ihrem Rechte kommt. Im wesentlichen sind es zwei Gebiete der Strömungserscheinungen, wo die thermodynamischen Belange wichtig werden: die Vorgänge bei hohen Geschwindigkeiten (Gasdynamik) und die in den großen Räumen der Geophysik. Der letztere Gesichtspunkt ist für Bjerknes maßgebend, und so ist seine ganze Darstellung durchflochten mit geophysikalischen Anwendungen, und der II. Teil des Werkes ist ausschließlich den Anwendungen auf die Meteorologie gewidmet. Wenn so das Werk in erster Linie den Geophysiker interessieren muß, so wird es doch darüber hinaus jedem, der sich als Physiker oder Techniker mit Hydrodynamik beschäftigt, von hohem Nutzen sein können. Denn die gesamte Darstellung ist so souverän, so originell und gleichzeitig so gründlich und atmet bei aller mathematischen Strenge solch physikalischen Geist, daß jeder auf seine Rechnung kommt. Ein Kabinettstück ist bereits das erste Kapitel, das auf 50 Seiten eine außerordentlich elegante Darstellung der Vektor- und Tensoranalysis liefert. Einen breiten Raum nimmt die Theorie der Störungen ein, die in der Hand von Bjerknes und seinen Schülern bedeutungsvolle Ergebnisse für die Meteorologie gezeitigt hat.

Angefügt hat Bjerknes noch eine ausführliche Bibliographie mit historischen Erläuterungen, die einen reizvollen Überblick über die Entwicklung seiner und seiner Schüler Wissenschaft übermittelt, von denen J. Bjerknes, Solberg und Bergeron mit als Verfasser des Werkes zeichnen.

Die buchtechnische Ausstattung ist sehr gut; nur möchten auf den Köpfen der einzelnen Seiten die betr. Kapitelnummern mit verzeichnet werden, um das Aufsuchen zu erleichtern. L. Schiller.

Fritz Fischer, Feldmessen mit schulmäßigen Mitteln. 8°. 55 S. Mit 67 Abb. Berlin 1936. Carl Heymanns Verlag. RM 2.—.

Diese Schrift bringt in anschaulicher und knapper Form die wichtigsten Grundlagen der Feldmeßkunde und Kartenaufnahme. Es werden sehr kurz die Arbeitsmethoden, also Längen- und Winkelmessen, Arbeiten mit dem Theodoliten, Nivellieren beschrieben und die Geräte für Meßtischaufnahme behandelt. Durch zahlreiche Aufgaben hat das Heft vor allem für den Mathematik- und Geographieunterricht Bedeutung und gibt dem jungen Physiker, der sich dem Schulfache widmen will, praktische und nützliche Winke.

W. Holzmüller.

Grimsehls Lehrbuch der Physik. Neubearbeitet von R. Tomaschek. Bd. II_2: Materie und Äther. 7. Aufl. Gr.-8°. VII u. 430 S. Mit 314 Abb. Leipzig u. Berlin 1936. B. G. Teubner. Geb. RM 14.—.

Gegenüber der letzten Auflage (siehe diese Zeitschrift **36**, 230, 1935) sind nur wenige Änderungen angebracht, die der Fortschritt der Forschungen nahelegte. Die Tabelle der Isotopen wurde aus Bd. I hierher übernommen. — Daher braucht der erwähnten ausführlichen Besprechung kaum noch etwas hinzugefügt zu werden. Wir wollen uns freuen, daß uns ein so schönes und überaus nützliches Buch geschenkt worden ist. Es wird für unsere Studierenden unentbehrlich werden, und auch dem Physiklehrer, der der rasch fortschreitenden Wissenschaft nicht immer ganz folgen konnte, kann sein Studium dringend empfohlen werden.

Möbius.

Erich Günther, Wehrphysik. 8°. 188 S. Mit 212 Abb., einer farbigen Wolkentafel und zwei Wetterkarten. Frankfurt a. M. 1936. Verlag von Moritz Diesterweg. Geb. RM 5.80.

Durch Beteiligung von sieben Mitarbeitern ist jeder der acht Abschnitte einem besonders sachkundigen Bearbeiter anvertraut worden. Das Buch will „als Ergänzung zum Physikbuch der Schule, dem Lehrer und dem reiferen Schüler, wohl auch dem Leiter von SA.- und HJ.-Kursen Stoff bereitstellen und Anregungen geben". Es setzt also bereits Fachkenntnisse auf jedem Gebiete voraus. Der größte Teil des Inhalts wird in Form von „Aufgaben" dargeboten. Dabei ist im Gegensatz (und guter Ergänzung) zu den Wehrsportfibeln usw., soweit diese ähnliche Stoffe behandeln, hier der Nachdruck mehr auf die mathematisch-rechnerische und experimentell messende Seite gelegt und nicht auf das bloß Anschauliche. Die beiliegenden Wolkentafeln sind besonders schön und lehrreich.

Möbius.

W. Hanle, Anregung der Spektren, Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik, Bd. 9, Abschnitt III. Leipzig 1936. Akademische Verlagsgesellschaft. RM 18.—.

Der Verfasser, der durch Arbeiten auf diesem Gebiete bekannt geworden ist, hat es verstanden, durch kritische Sichtung des vorliegenden Materials den umfangreichen Stoff auf nur 140 Seiten darzustellen. Dabei tragen die 74 Figuren und 17 Tabellen sehr zur Übersicht und Klarheit bei. Die Kapitelüberschriften: Anregung durch Lichteinstrahlung (Fluoreszenz), Anregung durch Bewegungsenergie materieller Teilchen, Stöße zweiter Art, Temperaturanregung, Anregung kontinuierlicher Spektren, lassen die Vollständigkeit der Darstellung erkennen. Bei der Termbezeichnung der Spektrallinien wäre es im Interesse des Anschlusses an die neuen spektroskopischen Arbeiten vielleicht zweckmäßiger gewesen, die dem Bohrschen Aufbauschema entsprechenden Hauptquantenzahlen einzusetzen.

H. Schüler.

P. Jordan, Anschauliche Quantentheorie. Gr.-8°. XII u. 320 S. Berlin 1936. Julius Springer. Geh. RM 12.—, geb. RM 13.80.

Das Buch beginnt (Kapitel I) mit einer Beschreibung der grundlegenden experimentellen Erfahrungen der Quantenphysik. Kapitel II bringt deren theoretische Analyse und Kapitel III den Übergang zur Quanten- und Wellenmechanik. Das Kapitel IV bringt unter der Überschrift „Mehrkörpertheorie und Elementarteilchen" eine Einführung in die Quantenelektrodynamik und die Theorie der Kerne. Das abschließende Kapitel V versucht eine erkenntniskritische Besinnung über die Stellung der Quantentheorie zur klassischen Physik und untersucht, ob und wo sich neue naturwissenschaftliche Denkformen zeigen.

Der wesentliche Unterschied gegenüber anderen Lehrbüchern der Quantentheorie liegt darin, daß das Jordansche Buch nicht einen knappen Weg wählt, um zur Schrödingergleichung und zur Matrizenmechanik zu kommen und dann von da aus deduktiv unser Wissen vom Bau der Atome und den Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen aufbaut. Es führt statt dessen den Leser induktiv von all den Schwierigkeiten aus, auf die die klassische Physik bei ihren Versuchen, in das mikrophysikalische Geschehen einzudringen, stieß, heran an die Stellen, wo die klassischen Vorstellungen ergänzt werden mußten. Notwendig dafür ist eine genaue und ausführliche Diskussion des Korrespondenzprinzips. In diesem Abschnitt kommt es dem Buch sehr zugute, daß sein Verfasser den Weg von der auf dem Korrespondenzprinzip aufgebauten Quantentheorie zur exakten Matrizenmechanik selbst mitgedacht und mit an ihm gearbeitet hat.

Der Hauptwert des Buches liegt in dieser Art der Einführung in die Quantenmechanik. Nachdem jetzt die steigende Kenntnis der Physik der Kerne vielleicht herangeführt hat an eine Grenze des Gültigkeitsbereiches der bisherigen Quantentheorie, ist es für die, die mitarbeiten wollen, diese Grenze zu überschreiten, für diese ihre Arbeit von großer Bedeutung, einmal den Weg kennenzulernen, der von der klassischen Physik zur Quantentheorie geführt hat. Dazu kommt, daß dieser Abschnitt genau aufzeigt, an welchen Stellen ein Verzicht auf klassische Denkweisen unbedingt notwendig wurde und damit auch erst ein wirkliches Verstehen der Quantentheorie möglich macht.

Es sei noch davor gewarnt, sich unter einer „anschaulichen Quantentheorie" eine leicht faßliche vorzustellen. Das Buch fordert das Mitdenken manches schwierigen Gedankengangs und mancher schwierigen Rechnung. Unter anschaulich versteht der Verfasser eben den Weg, auf dem er induktiv in die Quantentheorie einführt und versucht, die Wellen- und Matrizenmechanik auf dem in Kapitel I und II Gelernten so aufzubauen, daß man erkennt, daß dieser Aufbau zwingend ist und keine weiteren Hypothesen mehr erfordert.

B. Kockel.

Mitteilungen aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung zu Düsseldorf. Herausgegeben von F. Körber. Bd. XVII. 8°. 274 S. Düsseldorf 1935. Verlag Stahleisen. 23 Lieferungen. Preis je Lieferung RM 1.— bis 4.—.

Der vorliegende Band XVII der bekannten Mitteilungen setzt sich aus 23 Originalmitteilungen zum Teil sehr verschiedenen Inhalts zusammen. Es werden rein physikalische, physikalisch-chemische, technologische, chemisch-analytische und rohstoffliche Probleme der Gewinnung, Verarbeitung und Verwertung von Eisen und Stahl nebst seinen Legierungen behandelt. Von den in diesem Band behandelten mehr physikalischen Problemen seien Arbeiten über Schwingungsfestigkeit, Spannungsverhältnisse, Strukturumwandlungen, Röntgenverfahren, Rekristallisations- und Alterungserscheinungen genannt. Dem Physikochemiker werden außerdem Untersuchungen über Reduktionsvorgänge bei der Stahlerzeugung, über heterogene Schmelzgleichgewichte zwischen Metallen der Eisengruppe und ihren Silikatschlacken u. a. m. geboten.

Der Band zeigt wieder mit aller Deutlichkeit die Vielseitigkeit der im Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung durchgeführten Untersuchungen.

E. Kordes.

F. Sedlacek, Auer von Welsbach. Österreichisches Forschungsinstitut für Geschichte der Technik in Wien. Blätter für Geschichte der Technik. Zweites Heft. 8°. VIII und 85 S. Mit 30 Abb. Wien 1934. J. Springer. S. 6.—, RM 3.60.

Die vorliegende Schrift zeigt in reizvoller Darstellung, mit zahlreichen Photographien ausgestattet, das Leben und Werden des bekannten österreichischen Naturforschers und Technikers. Darüber hinaus ist sie für den Physiker von besonderem Wert dadurch, daß sie die beiden Brennpunkte von Auers Tätigkeit — das Auerlicht und die Osmiumlampe — in Beziehung setzt zu ihren Vorläufern und in ihrer entwicklungsgeschichtlichen Bedeutung würdigt. Auers drittes Werk ist das Cereisen, dessen Welterzeugung heute etwa 100000 kg beträgt. Österreich ist mit Recht stolz auf seinen Sohn und hat ihm in der Auer-Gedächtnisstiftung ein schönes Denkmal gesetzt, die auch die Herausgabe dieser Schrift veranlaßt hat. L. Schiller.

N. Semenoff, Chemical Kinetics and Chain Reactions. Gr.-8°. XII u. 480 S. Mit 148 Abb. Oxford 1935. Clarendon Press. 35/—.

Bisweilen kommt es vor, daß die Schöpfung eines wissenschaftlichen Begriffes, die zunächst für einen Spezialfall vorgenommen wurde, den ursprünglichen Rahmen sprengt und sich auch für andere Erscheinungen als bedeutungsvoll erweist, bei denen man die neue Vorstellung zunächst gar nicht zu benützen gedachte. Mit der Aufstellung der Bodenstein-Nernstschen Reaktionsketten, die für die Chlorknallgasumsetzung erfunden waren, ist es jedenfalls so gegangen. Andere Reaktionen zeigten sich später ebenfalls durch Reaktionsketten deutbar, bis eine wachsende Anzahl von Beispielen bekannt wurde, auf die dieser Begriff fruchtbar angewendet werden konnte. Schließlich ergab sich, daß auch eine Reihe von Phänomenen, die jeder anderen Deutung getrotzt hatten, durch Kettenreaktionen befriedigend erklärt werden konnten. Vor allem gilt dies für die merkwürdigen kritischen Druckgrenzen und entarteten Explosionen, wobei neben Hinshelwood gerade der Verfasser des erschienenen Werkes bahnbrechend gewirkt hat.

In dem vorliegenden Buch ist Semenoff über den Versuch, Reaktionsketten für manche Vorgänge heranzuziehen, noch weit hinausgegangen, indem er ihnen, wenn auch nicht eine alleinige, so doch eine beherrschende Stellung in der Dynamik des chemischen Geschehens zuschreibt. Semenoff ist Physiker, was man beim Studium seines Buches sich stets vor Augen halten muß. Er unternimmt den kühnen Versuch, ganz allgemein den makroskopisch allein beobachtbaren Bruttoumsatz mit Hilfe der Reaktionsketten und der gaskinetischen Gesetze aus den einzelnen Elementarakten zu erklären. Diese Betrachtungsweise geht in ihrer heuristischen Anwendung auf Bodenstein und in ihrer phänomenologischen Behandlung auf Kramers-Christiansen zurück. Semenoffs Verdienst ist dagegen der verallgemeinernde und umfassende Gebrauch dieser Vorstellungen auch für nichtstationäre und explosive Prozesse. Er führt diese schwere Aufgabe so ihrer Lösung zu, daß die verschiedenen Möglichkeiten, die durch Kettenabbruch an der Wand und im Gas, durch Kettenverzweigung und die Wechselwirkung sehr langsamer, sich aber gegenseitig kontrollierender Umsetzungen auf ihre theoretischen Folgen hin analysiert werden.

Mit der Darstellung dieser Verhältnisse befaßt sich der gesamte erste Teil, während der zweite die Kettenreaktionen der Halogene, der dritte die Oxydationsprozesse im Licht der Kettentheorie behandeln. Ein vierter Teil beschließt das Buch, in dem die Rolle der Kettenvorgänge bei Zerfalls- und Polymerisationserscheinungen besprochen wird. Die Lektüre des Ganzen bietet die Anregung und die Fülle von Wissensstoff, die man von einem Werk, das einer der besten Kenner des Gebietes geschrieben hat, erwarten muß. Mag man nun mit der Haupttendenz des Buches, alles vom Standpunkt der Kettenreaktionen aus anzusehen, einverstanden sein oder nicht — niemand wird sich dem Eindruck entziehen können, den dieser erste Versuch einer einheitlichen Betrachtung der reaktionskinetischen Erscheinungen macht. Semenoff gibt selbst zu, daß die von ihm gewählten chemischen Interpretationen der einzelnen Reaktionen öfters keine tiefere Bedeutung haben. Sie sollen Beschreibungen darstellen, wobei dem Verfasser die formale Darstellung über den inneren Wirklichkeitsgehalt geht. So drängt sich dem Leser unausbleiblich das Gefühl auf, daß der Verfasser die Natur manchmal so beschreibt, wie sie eingerichtet sein könnte und nicht so, wie sie es ist.

Trotz oder gerade wegen dieser Ausstände, die zu weiterer Arbeit und zu fruchtbarem Widerspruch herausfordern, wird kein moderner Kinetiker an dem Semenoffschen Buch vorübergehen können. Es bleibt freilich abzuwarten, ob die künftige Entwicklung den von Semenoff eingeschlagenen Weg beibehalten oder ob man nicht versuchen wird, neue Untersuchungsmethoden zu ersinnen, die unsere bisher noch sehr mangelhaften Kenntnisse über den wirklichen Elementarakt bei chemischen Umsetzungen auf eine experimentelle und somit einwandfreie Unterlage stellen. K. Clusius.

W. F. G. Swann, Die Architektur des Universums. Gr.-8°. 347 S. Mit 23 Fig. Berlin 1936. Keils Verlag. RM 8.—, geb. RM 10.—.

Es ist eine Stärke der angelsächsischen Wissenschaftler, die Ergebnisse der modernen Forschung in gut verständlicher Form einem weiteren Kreise zugänglich zu machen. Die Bücher von Jeans und Eddington und ihr Erfolg sind dafür ein bekanntes und eindruckvolles Beispiel. Die von diesen Autoren durchgeführte Beleuchtung abstrakter Ergebnisse der modernen Physik durch Analogien und Beispiele, die aus dem täglichen Leben jedem Leser vertraut sind, wird im vorliegenden Buch von Swann ebenfalls angewandt und, soweit das überhaupt möglich erscheint, noch gesteigert und überspitzt.

Inhaltlich werden die drängenden Fragen der wissenschaftlichen Gegenwart durchgegangen: Der Begriff des naturwissenschaftlichen Dogmatismus im Mittelalter und in der Moderne wird behandelt, über das Wesen der Materie und die Entwicklung der Atomtheorie wird gesprochen, die fundamentalen Grundlagen des I. und II. Hauptsatzes werden beispielhaft auseinandergesetzt, dann wird die Frage nach dem Schicksal des Universums aufgeworfen und schließlich noch die Zeit mit ihren relativistischen Verknüpfungen mit anderen Meßgrößen betrachtet. Die Frage nach dem Wesen der Lebensprozesse und die Einstellung von Wissenschaft und Theologie zueinander lassen das Buch ausklingen.

Die Darstellung ist von epischer Breite, und der Referent wenigstens hätte es dankbar empfunden, wenn statt mancher Absätze nur Sätze und statt mancher Seiten nur Zeilen gestanden hätten. Die Behandlung eines Gegenstandes gewinnt nicht notwendigerweise an Klarheit, wenn viel über ihn gesprochen wird. Zudem erfordert gerade die oben charakterisierte Darstellungsweise ein besonders feines Taktgefühl. Die Grenzen zwischen dem Erhabenen und dem Lächerlichen sind verfließend und werden leicht und dann nie ungestraft überschritten. Jedenfalls kann man sich nicht des Eindrucks erwehren, daß manches besser anders gesagt worden wäre, als es in dem Buch steht. Wenn von den letzten Dingen die Rede ist, so sollte auch eine populäre Darstellung niemals einen tiefen Ernst und eine innere Ergriffenheit vermissen lassen.

Zum mindesten muß man verlangen, daß die wissenschaftliche historische Gerechtigkeit gewahrt bleibt. Man ist doch etwas verwundert, wenn man liest, daß die meisten Tatsachen, die die Hauptgebiete der Elektrizitätslehre kennzeichnen, Ampere in Frankreich, Faraday in England und Henry in den Vereinigten Staaten zu verdanken sind! Sollte da nicht vielleicht der eine oder andere Forscher vergessen sein? Und der hellstrahlende Glanz von Maxwells Ruhm wird nicht geschwächt, wenn man die Verknüpfung der Lichtgeschwindigkeit mit elektrischen Meßgrößen nicht ihm, sondern Kohlrausch und Weber zuschreibt.

Das zu Beginn dieses Referats ausgesprochene Lob kann insgesamt auf die vorliegende Darstellung nicht ausgedehnt werden. Der Leser wird nicht angeregt, sondern ermüdet, und die Beispiele beleuchten keine Fragen der modernen Physik, sondern verschleiern ihre Schwierigkeiten. Die Veröffentlichung des Buches stellt keine Bereicherung des deutschen Schrifttums dar, so daß zuletzt nur eine Frage bleibt: Warum wurde das Buch überhaupt übersetzt?

K. Clusius.

NACHRICHTEN.

Deutsche Glastechnische Gesellschaft e. V.

Geschäftsstelle: Frankfurt a. M. 17, Gutleutstr. 91.

20. Glastechnische Tagung in Berlin

19. bis 21. Januar 1937.

Harnackhaus, Berlin-Dahlem, Ihnestr. 16—20 und Ingenieurhaus, Berlin NW 7, Hermann-Göring-Str. 27.

Vorträge:

Hohlgläser in Hamburg von Dr. C. Schellenberg, Hamburg.

Form und Schmuck des Glases von Dr. W. Lotz, Berlin.

Verwirklichung der Bestrebungen des Fachausschusses „Glasveredelung" von Dr. B. Kindt, Weißwasser O.-L.

Glasgespinst

a) Neuzeitliche Herstellungsverfahren von Dir. Dipl.-Ing. L. v. Reis, Herzogenrath.

b) Einige Eigenschaften des Glasfadens von Prof. Dr. W. Eitel, Berlin-Dahlem.

Die spektrale Absorption von Neodymgläsern von Dipl.-Ing. K. Rosenhauer, Rathenow.

Die Entwicklung der Roirant-Maschine A 6 von H. Severin, Baden-Baden.

Einfluß der Magnesia auf die Entglasungskonstanten technischer Natron-Kalk-Gläser von Dr.-Ing. habil. A. Dietzel, Berlin-Dahlem.

Neue Filterpolarisatoren und ihre Anwendungsgebiete von Dr. M. Haase, Jena.

Die Eigenschaften von Silikatgläsern im Vergleich mit glasklaren Kunststoffen von Prof. Dr. W. Eitel, Berlin-Dahlem.

Die Spektralanalyse und ihre Anwendung zu Glas- und Rohstoffuntersuchungen

a) Grundlagen und Verfahren von Prof. Dr. W. Gerlach, München.

b) Einige Beispiele für die Anwendung der Spektralanalyse in der Glastechnik von Dr.-Ing. habil. A. Dietzel, Berlin-Dahlem.

c) Verwendung des Flammenbogens für Glasanalysen von Dr. W. Rollwagen, München.

Untersuchungen an Gläsern mittels Ultraschall von Prof. Dr. L. Bergmann, Breslau.

Glasofenbau und Chemie von Dr. H. Jebsen-Marwedel, Gelsenkirchen.

Neues Verfahren zur Herstellung von Gegenständen aus glasigem Quarz von Prof. Dr. F. Skaupy, Berlin.

Kurzfristige Erfolgsrechnung in Hohlglashütten von Dr. H. Otten, Frankfurt a. M.

Neuere Entwicklung von Sondergläsern von Dr. R. Schmidt, Weißwasser O.-L.

Selenrosa als Glasfarbe und ihre Beeinflussung durch seltene Erden von Dr. H. Löffler, Berlin-Dahlem.

Messung von Spannungen bei undurchsichtigen Körpern von Prof. Dr. phil. habil. H. Schulz, Wetzlar.

Auskunft: Während der Glastechnischen Tagung wird Auskunft erteilt im Harnackhaus und im Ingenieurhaus Berlin.

Habilitiert: An der Universität Gießen Dr. Josef Meixner für theoretische Physik.

Ernannt: Der Dozent an der Universität München und Professor der Deutschen Technischen Hochschule Prag Dr. Ernst Waldschmidt zum ord. Professor der Chemie an der Universität Göttingen, der Dozent an der Universität Gießen Dr. Valentin Horn zum a. o. Professor daselbst und ord. Professor der Agrikulturchemie an der Landwirtschaftlichen Hochschule in Ankara, der a. o. Professor an der Universität Münster Dr. Wolfgang Langenbeck zum ord. Professor der Chemie an der Universität Greifswald.

Lehrauftrag: Dr. Ing. Helmut Heinrich in Liegnitz an der Technischen Hochschule Breslau für reine und angewandte Mathematik.

Gesuche.

Physiker

Dr. phil., sucht Stellung. Schüler von Herrn Geheimrat Nernst. Die Ausbildung erfolgte im einzelnen in folgenden Arbeitsgebieten: Schaltapparate, Hochspannungsuntersuchungen, Verstärker, physikalisches bzw. Fertigkeits-Laboratorium, Radioapparate. Angebote unter 15094 an Ala, Berlin W 35.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — DA. IV. Vj. 1936: 1400. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.